

Die Störung der γ -Winkelverteilung durch
Strahlenschäden nach Kernreaktionen in
Zink-Einkristallen

von
Wolfgang Sandner
aus
Fürth

1977
—

Die Störung der γ -Winkelverteilung durch
Strahlenschäden nach Kernreaktionen in
Zink-Einkristallen

Den Naturwissenschaftlichen Fachbereichen
der Friedrich-Alexander-Universität Erlangen-Nürnberg

zur
Erlangung des Doktorgrades

vorgelegt
von
Wolfgang Sandner
aus
Fürth

Als Dissertation genehmigt von den Naturwissenschaftlichen Fach-
bereichen der Universität Erlangen-Nürnberg



Tag der mündlichen Prüfung: 23.11.1977

Vorsitzender der Promotionskommission:	Professor Dr. E. Schweizer
Erstberichterstatter:	Professor Dr. J. Christiansen
Zweitberichterstatter:	Privatdozent Dr. R. Helbig

Zusammenfassung

Der Einfluß von Strahlenschäden durch die Abbremsung hochenergetischer Rückstoßatome nach Kernreaktionen auf die Quadrupolwechselwirkung wurde mit der Methode der zeitlich differentiellen Beobachtung der γ -Winkelverteilung in Zink-Einkristallen untersucht. Als Sonden dienten die isomeren $9/2^+$ -Zustände in ^{67}Ge und ^{69}Ge , sowie der isomere $5/2^-$ -Zustand in ^{71}Ge . Es wurden Messungen im Temperaturbereich zwischen 77K und 633K durchgeführt.

Die Temperaturabhängigkeit des elektrischen Feldgradienten zeigt das erwartete $T^{3/2}$ -Verhalten. Zwischen 450K und 400K tritt ein Abfall der Modulationsamplituden um 90 % bei den $9/2$ -Zuständen und um 60 % beim $5/2$ -Zustand auf. Unterhalb von etwa 450K zeigt sich eine mit fallenden Temperaturen zunehmende Dämpfung der Zeitspektren, mit einer deutlichen Überhöhung bei etwa 380K bis 430K. Etwa im gleichen Temperaturbereich wurde eine signifikante Verschiebung zwischen dem experimentellen Zeitnullpunkt und dem den Spektren angepaßten Zeitnullpunkt beobachtet.

Alle diese Effekte werden als Auswirkung der dem Wirtsgitter durch den Rückstoß der Sondenatome nach der Kernreaktion zugefügten Strahlenschäden gedeutet. Ein bisher bekanntes Modell starker dynamischer Quadrupolstörwechselwirkungen mit defektinduzierten elektrischen Feldgradienten kann die Meßergebnisse nur teilweise befriedigend erklären.

Es wird ein Modell entwickelt, das in der Lage ist, die Zeitnullpunktverschiebung und die Dämpfungsüberhöhung durch statische Störwechselwirkung zu erklären.

Inhaltsverzeichnis

	Seite
1. Einleitung	1
2. Meßmethode	3
2.1 Allgemeiner Überblick	3
2.2 Grundlagen der Quadrupolwechselwirkung	3
2.3 Einfluß des elektrischen Feldgradienten auf die γ -Winkelverteilung	6
2.4 Anwendung auf das Experiment	10
3. Experimentelle Durchführung	13
3.1 Kernphysikalische Eigenschaften der Sondenkerne	13
3.2 Targetpräparation	16
3.3 Meßanordnung	17
3.4 Elektronik	18
4. Auswertung und Ergebnisse	21
4.1 Auswertung	21
4.2 Ergebnisse	23
4.2.1 Zeitspektren	23
4.2.2 Temperaturabhängigkeit der Quadrupolkopplungskonstanten	23
4.2.3 Temperaturabhängigkeit des Schwächungs- faktors $S(T)$, der Frequenzstreuung δ und der Zeitnullpunktverschiebung	29
5. Diskussion	35
5.1 Abbremsvorgänge in Metallen	36
5.2 Elektrische Feldgradienten in gestörten Gittern	39
5.3 Interpretation der Meßergebnisse	45
5.3.1 Langzeitverhalten	47
5.3.2 Kurzzeitverhalten	50
5.3.3 Zeitnullpunktverschiebung	60
6. Schlußbemerkung	70
Literaturverzeichnis	71

1. Einleitung

Strahlenschäden, die durch die Abbremsung hochenergetischer Schwerionen in Festkörpern hervorgerufen werden, können zur Veränderung der mechanischen und elektrischen Eigenschaften führen ⁽¹⁾. Wenn man auch die Auswirkungen solcher Strahlenschädigungen technisch offensichtlich zu berücksichtigen weiß, so ist der mikroskopische Ablauf der Abbremsung eines Teilchens und vor allem die Defektstruktur in der Umgebung des zur Ruhe gekommenen Atoms nicht bekannt. In dieser Arbeit wird versucht, Meßergebnisse der χ -Winkelverteilung nach Kernreaktionen im Zinkgitter in diesem Sinne zu interpretieren.

Die Meßmethode der gestörten χ -Winkelverteilung war ursprünglich auf rein kernphysikalische Anwendungsbereiche beschränkt, insbesondere auf die Untersuchung der magnetischen Momente angeregter Kernzustände. Es war damals Erfahrungstatsache, daß bei niedrigen Targettemperaturen die Messungen offensichtlich durch Strahlenschäden im Festkörper störend beeinflußt werden, und man experimentierte deshalb im wesentlichen bei hohen Temperaturen oder in der Schmelze. Mit abflauendem Interesse an der reinen Kernphysik auf diesem Gebiet besann man sich Ende der sechziger Jahre gerade auf die früher als störend empfundenen Effekte und erkannte:

- Der angeregte Kernzustand, mit typischen Lebensdauern von einigen zehn Nanosekunden bis in die Millisekundengegend ist eine zeitlich mikroskopische Sonde für die Kristallfelder.
- Der angeregte Kernzustand wird nur vom lokalen Feld an seinem Ort beeinflußt; er ist deshalb auch eine räumlich mikroskopische Sonde.
- Die Methode der χ -Winkelverteilung benötigt nur eine verschwindend kleine Konzentration an Sondenkernen (10^{-8}).
- Das Rückstoßatom, das nach der Kernreaktion den angeregten Kern enthält, produziert selbst beim Abbremsen des Strahlenschaden. Die Sonde mißt damit den zu ihrer Abbremsung korrelierten Strahlenschaden.

Seither entstand eine große Zahl von Arbeiten, wie auch die vorliegende, deren Motivation darin lag, aus der Temperaturabhängigkeit der Anisotropie der δ -Winkelverteilung ein zeitlich und räumlich mikroskopisches Bild von der Strahlenschädigung im Festkörper nach Kernreaktionen zu gewinnen.

Auch auf dem Gebiet der reinen Festkörperphysik wurde die Strahlenschädigung untersucht, insbesondere nach Neutronen- und Elektronenbestrahlung ⁽²⁾. Dabei liegen aber meist Meßmethoden zugrunde, die auf die Schädigung integral über den ganzen Festkörper empfindlich sind. Zu nennen wären hier die Bestimmung des elektrischen Widerstands und der elastischen Konstanten als Funktion der Ausheiltemperatur. Vereinzelt können auch direkte Beobachtungen der Strahlenschädigung mit Elektronenmikroskopen durchgeführt werden.

Neben den experimentellen Untersuchungen existiert eine Reihe von theoretischen Arbeiten, sowohl analytischer Art ⁽²¹⁾ als auch durch Simulation der Gitterschädigung an Rechenanlagen ^(31,32,38). Die speziellen Probleme solcher Verfahren liegen in der Wahl eines geeigneten Gitterpotentials.

Leider hat die Parallelität der rein festkörperphysikalischen Untersuchungen und der Messungen, die kernphysikalische Methoden verwenden, bisher nicht oft zu einer gegenseitigen Ergänzung geführt.

Die vorliegende Arbeit entstand aus einer Weiterführung von Messungen an ⁶⁹Ge und ⁶⁷Zn im Zinkgitter ⁽⁵⁴⁾. Mit den kurzlebigen Isomeren in ⁶⁷Ge und ⁷¹Ge sollte in Verbindung mit einem schnellen Strahlpulsungssystem versucht werden, mit dem Beobachtungszeitbereich näher an den Zeitpunkt der Erzeugung der Strahlenschäden (Kernreaktion) heranzukommen.

2. Meßmethode

2.1 Allgemeiner Überblick

Bei den vorliegenden Experimenten wurde die Winkelverteilung der γ -Strahlung gemessen, die beim Übergang aus angeregten Kernzuständen emittiert wird. Die angeregten Zustände wurden durch eine Kernreaktion bevölkert und ihre Spins dadurch bevorzugt senkrecht zur Strahlachse ausgerichtet. Betrachte man isomere Niveaus, die also nicht spontan zerfallen, sondern erst nach einer gewissen Lebensdauer τ , so können in dieser Zeit die elektromagnetischen Momente des Zustandes mit den entsprechenden elektromagnetischen Feldern am Kernort wechselwirken (Hyperfein-WW). Über den Drehimpuls I sind aber Kernmomente und γ -Emission miteinander korreliert. Der Zusammenhang zwischen γ -Emissionswahrscheinlichkeiten eines Kernensembles und der Hyperfeinwechselwirkung wird durch die Theorie der γ -Winkelverteilung beschrieben, die sich formal aus der Theorie der γ - γ -Winkelkorrelation ableitet. In einschlägigen Arbeiten wird die γ - γ -Winkelkorrelation ausführlich behandelt ^(3,4). An dieser Stelle soll darauf nur punktuell eingegangen werden. Insbesondere wird die Behandlung auf elektrische Feldgradienten (EFG) als WW-Partner der Kernmomente eingeschränkt, wobei auch nichtaxialsymmetrische EFG eingeschlossen sind.

2.2 Grundlagen der Quadrupolwechselwirkung

Die elektrische Quadrupolwechselwirkung (QPWW) ist für die γ -Winkelverteilung der wesentliche Term der gesamten statischen elektrischen WW eines Atomkerns, da die Winkelverteilung auf dem reinen Coulombterm nicht empfindlich ist und höhere als quadrupolare Kernmomente meist vernachlässigbar klein sind. Der zugehörige WW-Partner zum QP-Moment ist der elektrische Feldgradient (EFG). Es soll hier kurz gezeigt werden, wie sich dies aus der Entwicklung der gesamten elektrischen WW nach Kugelfunktionen ergibt. Eine ausführliche Darstellung findet sich in den Lehrbüchern der theoretischen Elektrizitätslehre ⁽⁷⁹⁾.

Der Hamiltonoperator K_{el} für die statische elektrische WW zwischen der Ladungsverteilung des Atomkerns (Index n) und der Umgebung (Index s) lautet

$$K_{el} = \sum_{n,s} \frac{e_n e_s}{|\underline{r}_n - \underline{r}_s|}$$

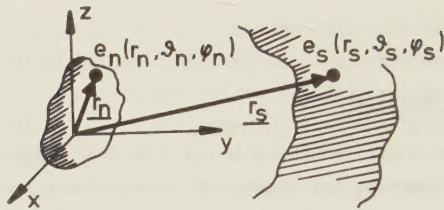


Abb. 1 Koordinatensystem zur Berechnung der statischen elektrischen WW zweier Ladungsverteilungen $e_n(r_n)$ und $e_s(r_s)$.

Die Entwicklung der Kugelfunktionen ergibt für $r_s > r_n$

$$K_{el} = \sum_{k=0}^{\infty} \frac{4\pi}{2k+1} \sum_{m=-k}^k (-)^m \sum_n e_n r_n^k Y_k^m(\vartheta_n, \varphi_n) \sum_s e_s \frac{1}{r_s^{k+1}} Y_k^{-m}(\vartheta_s, \varphi_s)$$

Die Trennung in die Summen über n und s ermöglicht die Einführung der Tensoroperatoren der Kernmultipolmomente $T^{(k)}$ und der entsprechenden Tensoroperatoren des Feldes $V^{(k)}$.

$$T_m^{(k)} = \sum_n e_n r_n^k Y_k^m(\vartheta_n, \varphi_n)$$

$$V_m^{(k)} = \sum_s e_s \frac{1}{r_s^{k+1}} Y_k^m(\vartheta_s, \varphi_s)$$

Damit folgt

$$K_{el} = \sum_{k=0}^{\infty} \frac{4\pi}{2k+1} T^{(k)} V^{(k)}$$

oder ausführlicher

$$K_{el} = 4\pi \left(Z e_n \frac{V^{(0)}}{4\pi} + \frac{1}{3} \sum_{m=-1}^1 (-)^m T_m^{(1)} V_{-m}^{(1)} + \right. \\ \left. + \frac{1}{5} \sum_{m=-2}^2 (-)^m T_m^{(2)} V_{-m}^{(2)} + \dots \right)$$

Wegen der Paritätserhaltung verschwinden alle ungeraden elektrischen Kernmomente. Nach dem Coulombterm, der im folgenden nicht weiter betrachtet werden soll, da er nur eine Verschiebung der Energieniveaus bewirkt, verbleibt als erstes nicht verschwindendes Glied der Beitrag vom Kernquadrupolmoment. Die höheren elektrischen Multipolmomente sind vernachlässigbar klein. Somit reduziert sich der Hamiltonoperator der elektrischen WW auf die Form

$$K = \frac{4}{5} \pi T^{(2)} V^{(2)} = \frac{4}{5} \pi \sum_{m=-2}^2 (-)^m T_m^{(2)} V_{-m}^{(2)}$$

Für die Komponenten des EFG-Tensoroperators im kartesischen Hauptachsensystem gelten die Transformationen:

$$V_0^{(2)} = \frac{1}{4} \sqrt{\frac{5}{\pi}} V_{zz}$$

$$V_{\pm 1}^{(2)} = 0$$

$$V_{\pm 2}^{(2)} = \frac{1}{4} \sqrt{\frac{5}{6\pi}} (V_{xx} - V_{yy}) = \frac{1}{4} \sqrt{\frac{5}{6\pi}} \eta V_{zz}$$

Dabei wurde der Asymmetrieparameter η eingeführt: $\eta = \frac{V_{xx} - V_{yy}}{V_{zz}}$

Für ihn gilt unter der Vereinbarung $|V_{xx}| \leq |V_{yy}| \leq |V_{zz}|$ die Beziehung

$$0 \leq \eta \leq 1$$

Aus der Laplace-Gleichung $\Delta \varphi = 0$ (φ ist das elektrostatische Potential) folgt

$$V_{xx} + V_{yy} + V_{zz} = 0$$

Damit ist der EFG durch die Angabe der Größen V_{zz} und η vollständig beschrieben.

Man nennt einen EFG, dessen Komponenten V_{xx} und V_{yy} gleich sind, axialsymmetrisch. Für diesen Fall gilt $\eta = 0$.

Statt $V^{(2)}$ wird häufig, vor allem in theoretischen Arbeiten, die Schreibweise eq verwendet.

2.3 Einfluß von EFG auf die γ -Winkelverteilung

Der allgemeine Ausdruck für die γ -Winkelverteilung lautet:

$$W(\underline{k}_1, \underline{k}_2, t) = \frac{1}{k_1 k_2 N_1 N_2} B_{k_1}(x) \cdot A_{k_2}(\gamma) \cdot [(2k_1 + 1) \cdot (2k_2 + 1)]^{-1/2} \cdot G_{k_1 k_2}^{N_1 N_2}(t) \cdot \gamma_{k_1}^{N_1*}(\theta_1, \phi_1) \cdot \gamma_{k_2}^{N_2}(\theta_2, \phi_2) \quad (1)$$

Dabei bedeuten (siehe auch Abb. 2)

$\underline{k}_1$ Richtung des anregenden Teilchenstrahls; $\underline{k}_1$ wird durch die Winkel θ_1 und ϕ_1 bezüglich des beliebigen, aber festen Koordinatensystems x, y, z beschrieben

$\underline{k}_2$ die Emissionsrichtung der γ -Quanten, analoge Beschreibung durch θ_2 und ϕ_2

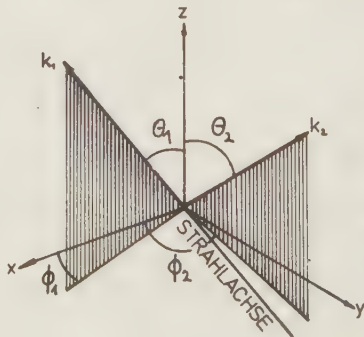
t Zeitpunkt der γ -Emission ($t = 0$ Zeitpunkt der Besetzung des isomeren Zustandes)

$B_{k_1}(x)$ Ausrichtungsparmeter des Spinzustandes I durch die Kernreaktion zur Zeit $t = 0$

$A_{k_2}(\gamma)$ Winkelverteilungskoeffizienten, die vom Spin I^π des isomeren Zustandes und vom Spin I_f^π des durch die γ -Emission erreichten Zustandes abhängen

$G_{k_1 k_2}^{N_1 N_2}(t)$ Störfaktor durch die WW des Kern-QP-Momentes mit dem EFG am Kernort

Abb. 2 Definition der Winkel und Richtungen bezüglich eines beliebigen aber festen Koordinatensystems



Die Koeffizienten $A_{k_2}(y)$ sind in Tabellen zu finden ⁽⁵⁾, auf $B_{k_2}(x)$ wird im Anhang eingegangen.

Die Hyperfeinwechselwirkung geht nur in $G_{k_1 k_2}^{N_1 N_2}(t)$ ein und zwar in der Form

$$G_{k_1 k_2}^{N_1 N_2}(t) = \sum_{m_a m_b} (-)^{2I+m_a+m_b} \cdot [(2k_1+1) \cdot (2k_2+1)]^{1/2} \cdot$$

$$\begin{pmatrix} I & I & k_1 \\ m_a' & -m_a & N_1 \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} I & I & k_2 \\ m_b' & -m_b & N_2 \end{pmatrix} \cdot \langle m_b | \underline{\Lambda}(t) | m_a \rangle \cdot \langle m_b' | \underline{\Lambda}(t) | m_a' \rangle^* \quad (2)$$

$\underline{\Lambda}(t)$ ist der Zeitentwicklungsoperator des QP-Hamiltonoperators $\underline{K}$:

$$\underline{\Lambda}(t) = \exp(-i/\hbar \underline{K} t)$$

und die Matrixelemente $\langle m_a | \underline{\Lambda}(t) | m_b \rangle$ beschreiben die Wahrscheinlichkeiten für Übergänge aus den Spinunterzuständen m_b in die Zustände m_a durch die WW $\underline{K}$. Mit der Eigenvektormatrix $\underline{U}$ kann $\underline{K}$ zur Diagonalmatrix $\underline{E}$ mit den Energieeigenwerten E_n transformiert werden: $\underline{U} \cdot \underline{K} \cdot \underline{U}^{-1} = \underline{E}$. Damit folgt

$$\langle m_b | \underline{\Lambda}(t) | m_a \rangle = \sum_n \langle n | m_b \rangle e^{-\frac{i}{\hbar} (E_n - E_n') t} \langle n | m_a \rangle \quad (3)$$

$\langle n | m \rangle$ sind Elemente der Eigenvektormatrix $\underline{U}$.

Im geeigneten System (Hauptachsensystem) ist der Operator des elektrischen Feldgradienten diagonal und kann charakterisiert werden durch

- 1) das betragsmäßig größte Element V_{zz}
- 2) den Asymmetrieparameter $\eta = \frac{V_{xx} - V_{yy}}{V_{zz}}$

Mit der üblichen Definition für das Kern-QP-Moment (4)

$$eQ = 4\pi \sqrt{\frac{1}{5}} \begin{pmatrix} I & 2 & I \\ -I & 0 & I \end{pmatrix} \langle I \| T^{(2)} \| I \rangle$$

gilt damit für die Elemente des QPWW-Operators $\underline{K}$ (6)

$$\langle m | \underline{K} | m' \rangle = \frac{eQV_{zz}}{4} (-)^{I-m} \begin{pmatrix} I & 2 & I \\ -I & 0 & I \end{pmatrix}^{-1} \cdot \left\{ \begin{pmatrix} I & 2 & I \\ -m & 0 & m' \end{pmatrix} + \frac{1}{\sqrt{6}} \eta \left[\begin{pmatrix} I & 2 & I \\ -m & 2 & m' \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} I & 2 & I \\ -m & -2 & m' \end{pmatrix} \right] \right\}$$

Die symmetrische Matrix $\underline{K}$ ist somit für $\eta=0$ diagonal und enthält für $\eta \neq 0$ noch Terme in den zweiten Nebendiagonalen.

Wegen der Spiegelinvarianz der γ -Strahlung müssen k_1 und k_2 geradzahlig sein, wenn keine Polarisierungseffekte gemessen werden (7). Aus Symmetriegründen lassen sich die Störfaktoren $G_{k_1 k_2}^{N_1 N_2}$ für einige wichtige Spezialfälle weiter reduzieren:

1) Axialsymmetrie ($\eta = 0$)

Da $\underline{K}$ bereits diagonal ist, ergibt sich für $\underline{U}$ die Einheitsmatrix und alle Interferenzterme mit $N_1 \neq N_2$ verschwinden. Außerdem gilt für die Eigenwerte E_m der Matrix $\underline{K}$:

$$E_m = \frac{3}{4I} \frac{m^2 - I(I+1)}{(2I-1)} eQV_{zz}$$

$$\text{Mit } \omega_Q = - \frac{eQV_{zz}}{4I(2I-1)\hbar} \quad (4)$$

$$\text{folgt } E_m - E_{m'} = 3(m^2 - m'^2)\hbar\omega_Q$$

Setzt man $\omega_0 = \begin{cases} 3 \omega_a & I \text{ ganzzahlig} \\ 6 \omega_a & I \text{ halbzahlig} \end{cases}$, so ergeben sich nur ganzzahlige Vielfache von ω_0 als mögliche Energiedifferenzen im Exponentialfaktor von (3). Das heißt, die Zeitabhängigkeit der χ -Winkelverteilung ist periodisch mit der Winkelgeschwindigkeit ω_0 . Die spinunabhängige Größe

$$\nu_Q = \frac{eQV_{zz}}{h} = \omega_a \cdot \frac{4I(2I-1)}{2\pi}$$

wird als QP-Kopplungskonstante bezeichnet.

2) Statistische Ausrichtung der Hauptachsen (polykristallin)

Unterliegen die Kernzustände einem betragsmäßig konstanten EFG, dessen Hauptachsen aber für die einzelnen Kerne statistisch verteilt sind, so verschwinden alle Störfaktoren mit $N_1 \neq N_2$ und $k_1 \neq k_2$. Die verbleibenden Störfaktoren G_{kk}^{NN} lassen sich zu G_{kk} reduzieren.

Es ergibt sich somit folgendes Reduktionsschema:

	EFG achsialsym.	EFG nicht achsialsym.
EFG fest orientiert (Einkristall)	$G_{k_1 k_2}^{N_1 N_2}$ periodisch	$G_{k_1 k_2}^{N_1 N_2}$ nicht periodisch
EFG statistisch verteilt (Polykristall)	$G_{kk} \sim \sum_N G_{kk}^{NN}$ periodisch	$G_{kk} \sim \sum_N G_{kk}^{NN}$ nicht periodisch

2.4 Anwendung auf das Experiment

Bei den Messungen wurden Zinkeinkristalle mit ihrer c-Achse senkrecht zur Strahl-Detektor-Ebene ausgerichtet. Die γ -Zähler lagen unter 0° und 90° zur Strahlrichtung. Im hexagonalen Zn-Gitter erwartet man einen axialsymmetrischen EFG mit einer Symmetrieachse parallel zur c-Achse des Einkristalls ⁽⁸⁾. Wählt man $z \parallel c$ und $x \parallel k_1$, so folgt $\theta_1 = \theta_2 = 90^\circ$, $\phi_1 = 0^\circ$ für beide Zähler und $\phi_2 = 0^\circ$ (0° -Zähler), $\phi_2 = 90^\circ$ (90° -Zähler). Mit diesen Voraussetzungen wurden die Winkelverteilungen für die Spinverhältnisse von ^{67}Ge ($I^\pi = 9/2^+$, $I_f^\pi = 5/2^-$), ^{69}Ge ($I^\pi = 9/2^+$, $I_f^\pi = 5/2^-$) und ^{71}Ge ($I^\pi = 5/2^-$, $I_f^\pi = 1/2^-$) nach (1), (2) und (3) berechnet. Die Rechnungen sind im Anhang wiedergegeben. Man erhält für das Verhältnis

$$r^{\text{th}}(t) = \frac{W(0^\circ, t) - W(90^\circ, t)}{W(0^\circ, t) + W(90^\circ, t)} = A(I, I_f) \sum_n \sigma_n \cos n\omega_0 t \quad (5)$$

Die Werte $A(I, I_f)$ und σ_n sind in Tab. 1 aufgelistet.

	$I^\pi = 5/2^-, I_f^\pi = 1/2^-$ (^{71}Ge)	$I^\pi = 9/2^+, I_f^\pi = 5/2^-$ ($^{67,69}\text{Ge}$)
$A(I, I_f)$	$\frac{-.40 B_2(x)}{1 - .13 B_2(x)}$	$\frac{-.32 B_2(x)}{1 - .11 B_2(x)}$
σ_1	1	.51
σ_3	0	.35
σ_5	0	.14
$\sigma_n = 0$ für alle geradzahligen n		

Tab. 1 Modulationsparameter $A(I, I_f)$ und σ_n für die $9/2$ -Zustände in $^{69,67}\text{Ge}$ und für den $5/2$ -Zustand in ^{71}Ge bei Einkristall-WW mit Detektorebene senkrecht zur c-Achse.

Wie man sieht, treten nur ungeradzahlige Vielfache von ω_0 in den cos-Termen auf. Statistisch orientierte EFG, die bei polykristalliner Struktur eines hexagonalen Festkörpers vorliegen, ergeben auch geradzahlige Vielfache von ω_0 . In Abb. 3 sind für $I = 9/2$ und $I = 5/2$ Musterspektren nach (5) solchen gegenübergestellt, die sich für gleiches ω_0 bei polykristalliner Struktur ergeben würde. Wie man sieht, tritt beim Einkristall mit der hier gewählten Orientierung die volle Modulationsamplitude - wenn auch mit negativem Vorzeichen - bereits bei $T_0/2$ ($T_0 = 2\pi/\omega_0$) auf, im polykristallinen Fall erst zur Zeit T_0 . (Bei ganzzahligen Spins hat für die hier behandelte Einkristallorientierung $r(t)$ bereits zur Zeit $T_0/4$ sein Minimum erreicht.) Wie (7) im Abschnitt "Auswertung" zeigt, ist der Beobachtungszeitraum bei einem realen Experiment durch die Lebensdauer des Kernzustandes beschränkt. Insbesondere gilt für die betrachteten Zustände in ^{67}Ge und ^{71}Ge im Zinkgitter: $T_0 > \tau$. Bei realistischen Meßzeiten erscheint es deshalb aussichtslos, die χ -Winkelverteilung der kurzlebigen Ge-Zustände im polykristallinen Zink zu messen. Aus diesem Grund wurde bei den vorliegenden Experimenten Zn-Einkristalle in der oben beschriebenen Geometrie verwendet.

Bisher wurde ein einheitlicher EFG am Ort jedes Kerns vorausgesetzt. Die Erfahrung zeigt, daß man nach Kernreaktionen im Kristallgitter im allgemeinen mit einer Störung der Gittersymmetrie rechnen muß, wodurch von Sondenkern zu Sondenkern verschiedene EFG und damit verschiedene WW-Frequenzen ω_0 auftreten können. Die Verteilung der EFG auf Grund von Strahlenschäden ist a priori nicht bekannt. Wie später die Meßdaten zeigen werden, führt der häufig praktizierte Ansatz einer Gaußschen Normalverteilung ⁽⁹⁾ von WW-Frequenzen ω_0' um die Frequenz ω_0 im ungestörten Gitter zu einer befriedigenden Beschreibung.

$$P(\omega_0') = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} e^{-\frac{(\omega_0' - \omega_0)^2}{2\sigma^2}}$$

Die Streuung σ ist ein Maß für die Breite der Verteilung. Die explizite Berücksichtigung von $P(\omega_0')$ führt dazu, daß die cos-Terme in der Winkelverteilung zeitabhängig geschwächt werden:

$$J_n(\cos n\omega_0 t) \longrightarrow J_n e^{-\frac{1}{2}(n\sigma t)^2} \cos n\omega_0 t \quad (6)$$

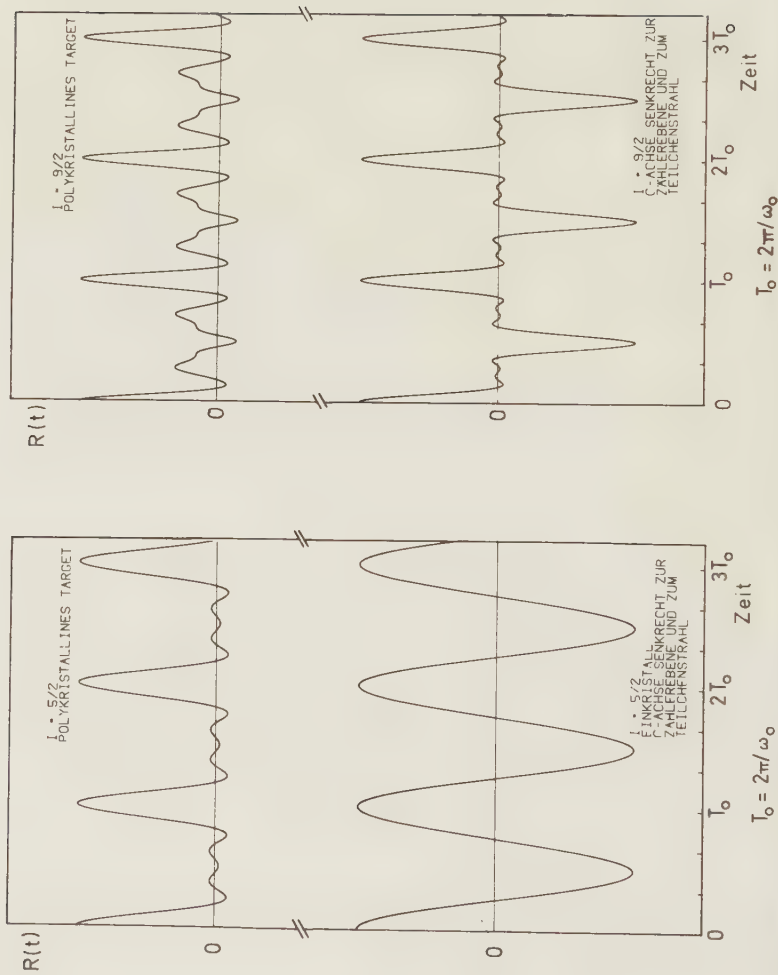


Abb.3 Vergleich der Winkelverteilungsfunktion $r^{th}(t)$ für polycrystalline WW (oben) und Einkristall-WW (unten) mit $c \perp (k_x - k_z)$ -Ebene und $\eta = 0$. Links: $I^\pi = 5/2$, $I_f = 1/2^-$ Rechts: $I^\pi = 9/2^+$, $I_f = 5/2^-$.

Aus der Streuung f läßt sich die Halbwertsbreite $\Delta \nu_Q$ der entsprechenden Verteilung der QP-Kopplungskonstanten ν_Q berechnen. Für halbzahlige Spins gilt:

$$\Delta \nu_Q = \frac{2I(2I-1)}{3\pi} \sqrt{2 \ln 2} \delta$$

3. Experimentelle Durchführung

Durch Kernreaktionen an Zn-Isotopen in einem Zink-Einkristall mit natürlichem Isotopengemisch wurden isomere Zustände in ^{67}Ge , ^{69}Ge und ^{71}Ge bevölkert. Die gestörte γ -Winkelverteilung der entvölkernden γ -Strahlung wurde simultan für alle drei Kernzustände zeitlich differentiell bei verschiedenen Targettemperaturen aufgenommen. Alle Messungen erfolgten am Tandembeschleuniger der Universität Erlangen-Nürnberg.

3.1 Kernphysikalische Eigenschaften der Sondenkerne

In Tabelle 2 sind die Kernreaktionen und Pulsungsbedingungen sowie die charakterisierenden Größen der betrachteten isomeren Zustände zusammengefaßt. Wegen der langen Lebensdauer des ^{69}Ge -Zustandes, der eine Pulswiederholzeit von 10 μs erforderte, war die gleichzeitige Messung aller drei Zustände für die Ausbeute bei den beiden kurzlebigen Isomeren sehr ineffektiv. Bei einer Reihe von Temperaturen wurde deshalb auf die Untersuchung am ^{69}Ge -Zustand verzichtet, so daß eine für die kurzlebigen Isomere optimale Pulswiederholzeit von 600 ns gewählt werden konnte.

Die Niveauschemata der drei Ge-Kerne sind in Abb. 4 wiedergegeben. Die Analogie der Niveaufolge spiegelt sich unter anderem in den ähnlichen Kernmomenten der beiden $9/2$ -Zustände wieder. Eine ausführliche Diskussion vom kernphysikalischen Standpunkt findet sich in der Literatur (10, 11, 12).

Kern	Kernreaktion	I^π	$T_{1/2}$	E_γ	Pulsabstand	Pulsbreite	Targetstrom
^{67}Ge	$^{64}\text{Zn}(\alpha, n)^{67}\text{Ge}$	$9/2^+$	70 ns	734 keV	600 ns (10 μs)*	5 ns	15 nA (1 nA)*
^{71}Ge	$^{68}\text{Zn}(\alpha, n)^{71}\text{Ge}$	$5/2^-$	84 ns	175 keV	600 ns (10 μs)*	5 ns	15 nA (1 nA)*
^{69}Ge	$^{66}\text{Zn}(\alpha, n)^{69}\text{Ge}$	$9/2^+$	2.9 μs	398 keV	10 μs	5 ns	1 nA

* bei gleichzeitiger Messung an allen drei Kernzuständen

Tab. 2 Übersicht über die verwendeten Kernzustände und über die Pulsungsbedingungen

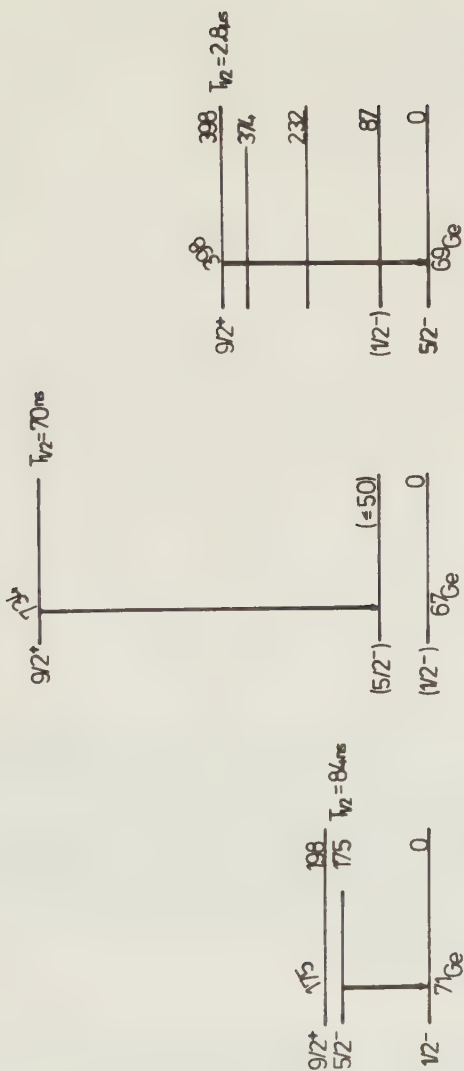


Abb. 4 Niveauschemata der Kerne ^{71}Ge , ^{67}Ge und ^{69}Ge

3.2 Targetpräparation

Die Zinkeinkristalle wurden durch Zonenschmelzen von hochreinem polykristallinem Zink (99.999 %) in einem evakuierten Glasrohr von 7 mm Innendurchmesser mit Kapillarspitze hergestellt (Abb. 5).

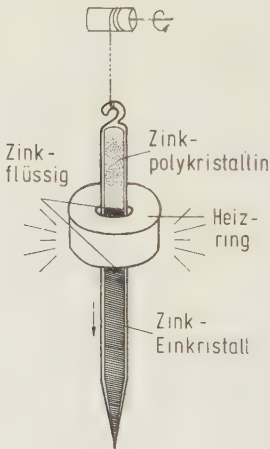


Abb.5 Herstellung der Zn-Einkristalle durch Zonenschmelzen

Das Glasrohr wird dabei mit einer Geschwindigkeit von ca. 2.5 cm/Stunde mit der Spitze voran durch einen ca. 1.5 cm hohen Heizring abgesenkt. Die Temperatur wird so eingestellt, daß das Zink im Bereich des Heizrings gerade schmilzt und außerhalb sofort wieder fest wird. In der fein ausgezogenen Spitze erstarrt das Zink wegen der kleinen geometrischen Abmessungen als "Keimeinkristall", dessen Orientierung von der mikroskopischen Form der Spitze abhängt. Diese Orientierung setzt sich dann sukzessive beim Wiedererstarren des Materials hinter dem Heizring fort.

Wegen der extremen Gleitfähigkeit von Zn-Einkristallen entlang der c-Flächen ergaben sich beim Brechen der Kristalle planparallele, sauber spiegelnde Bruchflächen entlang dieser c-Flächen. Bei den einzelnen Einkristallen war die c-Fläche zwischen 20° und 40° zur makroskopischen Zylinderachse der Einkristalle geneigt. Die Genauigkeit, mit der durch den Bruch die c-Fläche und damit auch die darauf senkrecht stehende c-Achse bestimmt ist, reichte für die Experimente aus, so daß auf weitergehende Kristalluntersuchungen verzichtet werden konnte *).

3.3 Meßanordnung

$T > 290K$ (Abb. 6a)

Die c-Achse der Zn-Einkristalle sollte senkrecht zu der horizontalen Detektorebene und der darin liegenden Strahlachse stehen. Die auf ca. 3 cm gekürzten Einkristallstäbe wurden an einem Ende mit einer Diamantsäge zweimal planparallel mit einem Abstand von 1.5 mm senkrecht zur c-Fläche eingeschnitten. Das andere Ende war ca. 2 cm tief mit Wärmeleitpaste in einem Tantalhohlzylinder gekittet. Zur Justierung des Einkristalls war der Tantalzylinder über ein wärme- und stromisolierendes Keramikzwischenstück mit der Kugel einer feststellbaren Kugelgelenkmechanik verschraubt. Zur Heizung des Targets war der Tantalblock mit einem Koaxialheizleiter **) umwickelt. Die Targettemperatur wurde mit einem Chromel-Alumel-Thermoelement am unteren Ende des effektiven Targetvolumens gemessen und über eine Regeleinheit ⁽¹³⁾ auf den Sollwert stabilisiert. Ebenfalls über das Thermoelement konnte der Teilchenstrom gemessen werden. Die gesamte Targethalterung war mit einer Gewindestange auf der Innenseite eines 2"-Endflansches fixiert, der an ein T-förmiges Glasrohr geschraubt wurde. Das Glasrohr war zur optischen Justierung des α -Strahls mit Sichtquarzen versehen und wurde direkt am Strahlführungsrohr der Beschleunigeranlage angeflanscht.

*) Das Institut für Werkstoffwissenschaften I der Universität Erlangen-Nürnberg hat in dankenswerter Weise die Apparatur zur Herstellung der Einkristalle zur Verfügung gestellt.

**) Miniatur-Mantel-Heizleiter Typ 1 Nc I 10, Fa. Philips

T < 290K (Abb. 6b)

Bei den Messungen unterhalb Raumtemperatur wurde ein herkömmlicher Kryostat benutzt, dessen Heliumteil wahlweise mit flüssigem He oder flüssigem N₂ gefüllt wurde. Am Ende einer rüsselartigen Verlängerung des Heliumteils befand sich ein Kupferblock mit einem 2 mm tiefen Sackloch von 5 mm Durchmesser zur Aufnahme des Targets. Eine aus einem Einkristall ausgesägte Scheibe von der Größe des Sackloches, deren Stirnflächen parallel zur c-Achse lagen, wurde so in das Loch gekittet, daß die c-Achse senkrecht zur Detektorebene stand. Die Targettemperatur konnte über ein ebenfalls mit eingekittetes Eisen-Konstantan-Thermoelement gemessen bzw. aus der Widerstandsänderung eines Allen-Bradley-Widerstandes bestimmt werden, der in der Nähe des Targets in den Kupferblock eingelassen war. Wegen der stromisolierenden Eigenschaft des Wärmeleitkitts konnte über das Thermoelement gleichzeitig der Teilchenstrom auf das Target gemessen werden. Eine direkte Bestrahlung von Kupfer wurde durch eine Abdeckung der freien Kupferflächen mit Tantalblech vermieden. Der Kryostat mit dem montierten Target konnte wiederum auf ein T-förmiges Glasrohr gesetzt werden, das ans Strahlführungsrohr angeflanscht war.

Alle Messungen wurden im Vakuumsystem des Beschleunigers durchgeführt, das am Ort des Targets ca. $5 \cdot 10^{-3}$ Pa betrug. Zum Nachweis der γ -Strahlung wurden zwei 2" x 3" NaJ(Tl)-Szintillationskristalle auf Fotomultiplier vom Typ 56DVP03 (Valvo) horizontal unter 0° und 90° zur Strahlrichtung eingesetzt. Die Multiplier waren durch einen Mantel aus hochpermeablem Metall gegen Einflüsse von Magnetfeldern geschützt (Abb. 6c).

3.3 Elektronik

Als Nachweiselektronik wurden die üblichen slow-fast-Kreise ⁽¹⁴⁾ auf bis zu drei Energiekreise pro Zähler erweitert, um alle drei Kernzustände gleichzeitig untersuchen zu können. Abb. 7 zeigt ein Blockschaltbild des elektronischen Aufbaus. Für jeden Zähler und für jede der drei γ -Energien wurde so pro Messung ein Zeitspektrum erhalten.

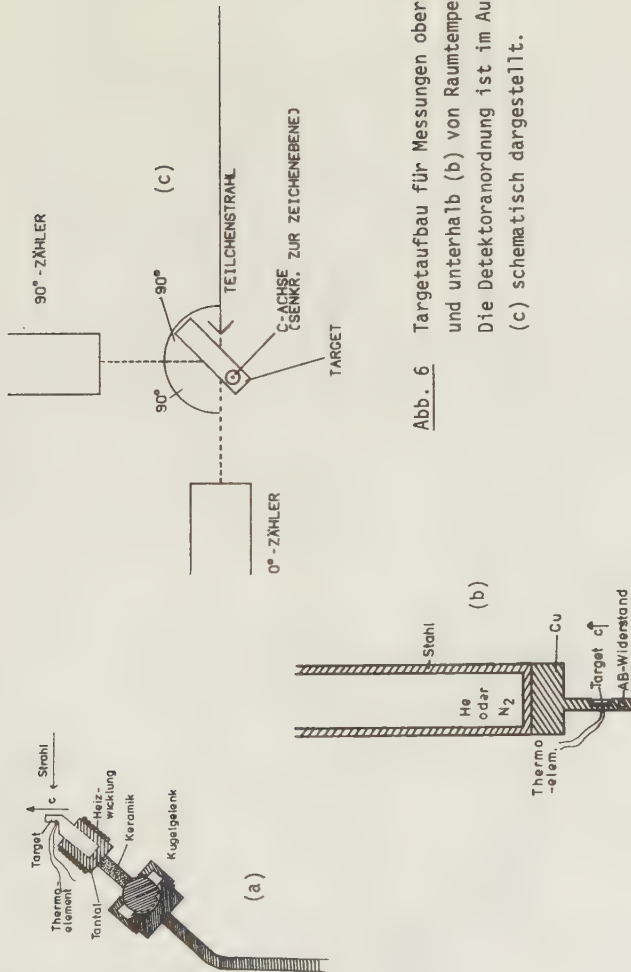


Abb. 6 Targetaufbau für Messungen oberhalb (a) und unterhalb (b) von Raumtemperatur. Die Detektoranordnung ist im Ausschnitt (c) schematisch dargestellt.

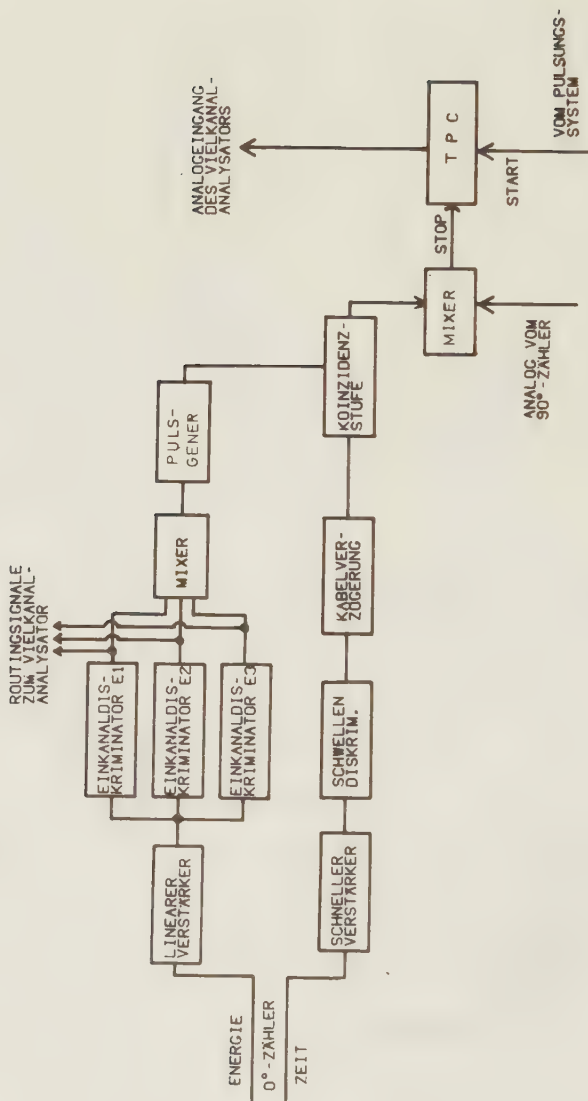


Abb. 7 Blockscha1tbild der MeBelektronik für einen Zähler

4. Auswertung und Ergebnisse

4.1 Auswertung

Die experimentell gemessene zeitlich differentielle Zählrate unter einem Winkel θ im Bezug auf die Strahlachse ist von der Form

$$N(\theta, t) = N_0 e^{-t/\tau_N} W(\theta, t) + U. \quad (7)$$

$W(\theta, t)$ beschreibt die Winkelverteilung, der Exponentialfaktor berücksichtigt das zeitliche Abklingen der Strahlung vom Anfangswert N_0 auf Grund der Lebensdauer eines Kernniveaus. U wird für einen zeitlich konstanten Untergrund angesetzt.

Bei der Auswertung der experimentellen Zeitspektren für $\theta_1 = 0^\circ$, $\theta_2 = 90^\circ$ wurde zunächst der konstante Untergrund abgezogen und anschließend das Spektrum unter 90° durch Multiplikation mit einem Faktor $F = \int_{t_1}^{t_2} N(0^\circ, t) dt / \int_{t_1}^{t_2} N(90^\circ, t) dt$ integral auf das Spektrum unter 0° normiert. Mit den Integrationsgrenzen t_1 und t_2 wird normalerweise das Spektrum ab ca. 30 ns nach dem Strahlpuls bis zu $t_2 \approx (7 \dots 8) \cdot \tau_N$ erfaßt. Dann gilt in guter Näherung $N_0(90^\circ) \cdot F = N_0(0^\circ) = N_0$. Nach diesen Korrekturen ergibt sich für das Zählratenverhältnis

$$r(t) = \frac{N(0^\circ, t) - N(90^\circ, t)}{N(0^\circ, t) + N(90^\circ, t)} = \frac{W(0^\circ, t) - W(90^\circ, t)}{W(0^\circ, t) + W(90^\circ, t)}$$

Mit dem im vorigen Kapitel diskutierten Ansatz für die W sollte sich dieses experimentelle Zählratenverhältnis $r(t)$ durch das theoretische Verhältnis $r^{th}(t)$ beschreiben lassen:

$$r(t) = r^{th}(t) = A(I, I_f) \sum_n \sigma_n \cos(n \omega_0 t) \quad (8)$$

Die Größen A und σ_n sind in Tabelle 1 für die verwendeten Spinverhältnisse aufgelistet.

Die Modulationsamplitude $A(I, I_f)$ enthält noch den Parameter $B(x)$. Er beschreibt die anfängliche Ausrichtung der Spins und ist nur von der verwendeten Kernreaktion und der Teilchenenergie abhängig. $B(x)$ ist zunächst unbekannt, sollte aber für alle Messungen eines Kernzustandes gleich, insbesondere unabhängig von der Temperatur sein. Damit ist nun auch $A(I, I_f)$ für alle Temperaturen konstant. Wie die Auswertung zeigen wird, ist aber innerhalb des Beobachtungsintervalls eine Beschreibung der experimentellen Winkelverteilung mit (8) nur unter der zusätzlichen Annahme eines temperaturabhängigen, empirischen Störfaktors $S(T)$ möglich. Ebenfalls auf Grund der Meßergebnisse muß man eine temperaturabhängige Zeitnullpunktverschiebung $t_0(T)$ zulassen. Damit wird eine Abweichung des aus den Modulationsspektren extrapolierten Zeitnullpunktes vom ebenfalls experimentell bestimmten Zeitpunkt der Bevölkerung der isomeren Zustände beschrieben. Die notwendige Einführung von $S(T)$ und t_0 bedeutet, daß die WW der Ge-Kerne im Zn-Gitter mit der Annahme statischer, einheitlicher achsialsymmetrischer EFG nicht vollständig beschrieben wird. Sowohl auf $S(T)$ als auch auf die Zeitnullpunktverschiebung $t_0(T)$ wird in der Diskussion näher eingegangen.

Unter Berücksichtigung von Gleichung (6) erhält man damit

$$r(T, t) = S(T) A(I, I_f) \sum_n \sigma_n e^{-(n\sigma t)^2/2} \cos(n\omega_0(t+t_0)) \quad (9)$$

Diese Funktion wurde mit der Methode der kleinsten Fehlerquadrate an die experimentellen Zählratenverhältnisse angepaßt ⁽¹⁵⁾. $S(T) \cdot A(I, I_f)$, ω_0 und t_0 waren freie Fitparameter. Die für die Frequenzverteilung maßgebliche Größe σ konnte wahlweise gleich null gesetzt oder mitvariiert werden.

Eine Korrektur der angepaßten Funktion wegen der durch die zeitliche Breite des Strahlpulses verursachten endlichen Zeitauflösung der Messung erfolgte durch Einfügen des zeitunabhängigen Schwächungsfaktors

$$e^{-\frac{1}{2}(n\omega_0\sigma)^2}$$

σ ist die zeitliche Streuung der gaußförmig angenommenen Zeitstruktur des Strahlpulses.

4.2 Ergebnisse

4.2.1 Zeitspektren

In den Abb. 8 bis 10 sind die gemessenen Modulationsspektren $R(t)$ der $9/2^+$ -Zustände in ^{67}Ge und ^{69}Ge , sowie des $5/2^-$ -Zustandes in ^{71}Ge für verschiedene Temperaturen dargestellt. Die durchgezogenen Linien stellen die oben diskutierte Anpassung der Funktion (9) dar. Offensichtlich werden die experimentellen Spektren im wesentlichen von der theoretischen Funktion beschrieben, womit auch die Einkristallstruktur des Targets und dessen richtige Ausrichtung nochmals bestätigt wird. Die Modulationsamplitude bei $(t+t_0) = 0$ ist durch das Produkt $S(T) \cdot A(I, I_f)$ gegeben. Da sowohl $B(x)$ als auch $S(T)$ unbekannt sind, wird $S(T)$ für hohe Temperaturen, bei denen die extrapolierte Modulationsamplitude über einen Bereich von 100 K konstant bleibt, auf 1 normiert. Dies ist einerseits verträglich mit dem Wert der Modulationsamplitude, der im flüssigen Zinktarget mit der magnetischen Hyperfeinwechselwirkung für die einzelnen isomeren Zustände gemessen wird. Andererseits ergibt sich damit eine Möglichkeit, die Temperaturabhängigkeit für die drei Ge-Zustände konsistent zu diskutieren. Eine Zusammenfassung aller Fittergebnisse wird in Tabelle 3 gegeben.

4.2.2 Temperaturabhängigkeit der Quadrupolkopplungskonstanten

Heubes und Mitarbeiter (16, 17) haben 1974 als erste den empirischen Zusammenhang zwischen der Quadrupolkopplungskonstanten $\nu_Q(T)$ bzw. dem elektrischen Feldgradienten $eq(T)$ und der Temperatur in einer Anzahl von Metallen aufgestellt:

$$\frac{\nu_Q(T)}{\nu_Q(0)} = 1 - BT^{3/2} \Rightarrow \frac{eq(T)}{eq(0)} = 1 - BT^{3/2} \quad (10)$$

Eine systematische Sichtung aller zugänglicher Messung auf diesem Gebiet (18) zeigt, daß die $T^{3/2}$ -Abhängigkeit bis auf wenige Ausnahmen universellen Charakter hat. Dies gilt sowohl bei reinen Systemen als auch bei verdünnten Legierungen. Der Gewichtungsfaktor B ist innerhalb gewisser Klassen von fremden Sondenatomen vom Wirtsgitter bestimmt (19).

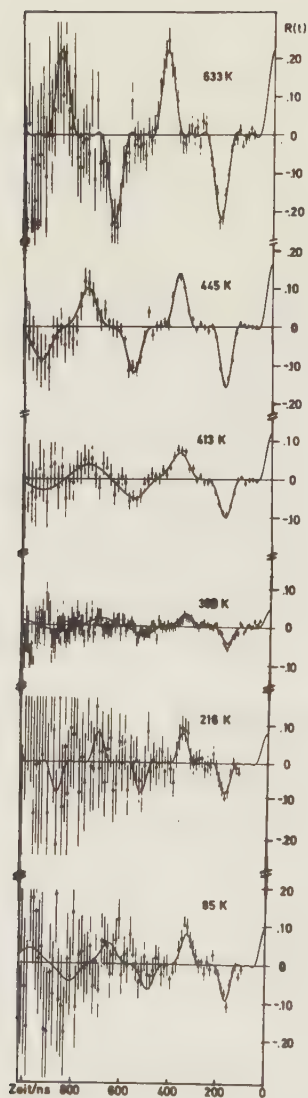


Abb. 8 ^{67}Ge

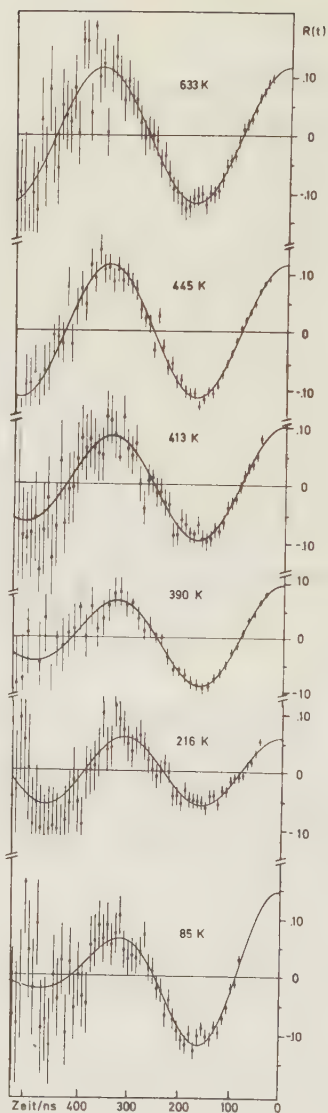


Abb. 9 ^{71}Ge

Modulationsspektren bei verschiedenen Targettemperaturen im Zn-Einkristall

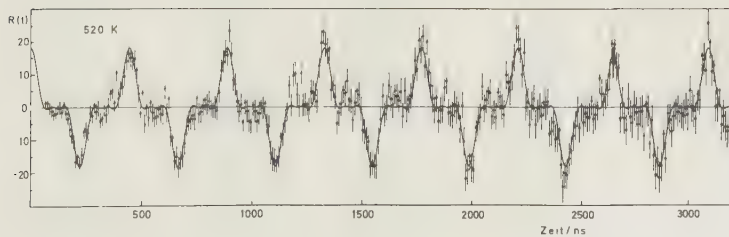
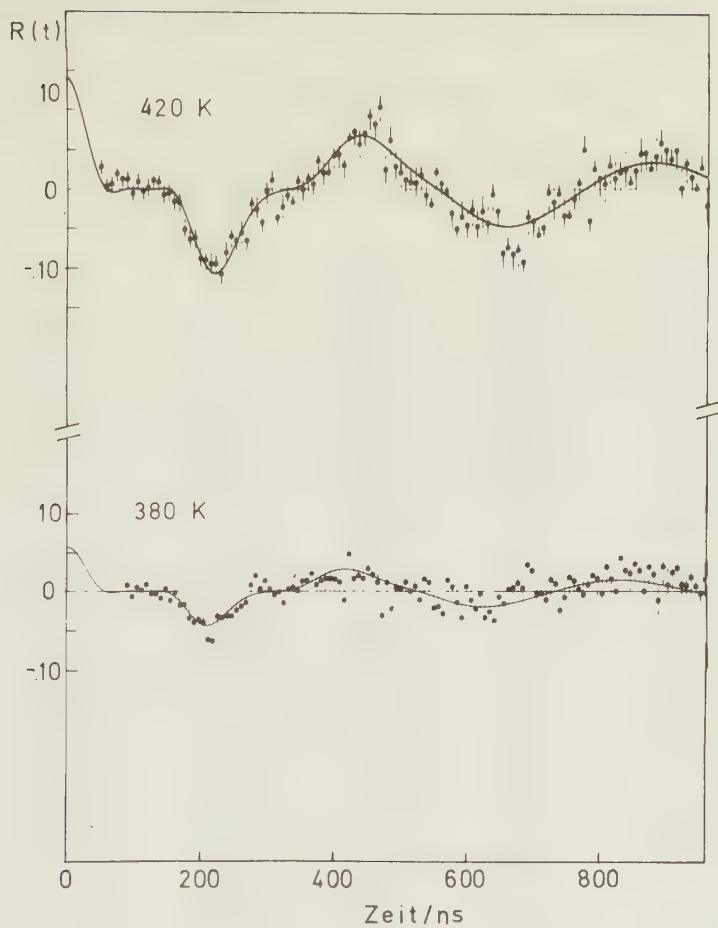


Abb. 10 Modulationsspektren bei verschiedenen Targettemperaturen für ^{69}Ge im Zn-Einkristall

^{67}Ge in Zink-Einkristall

Temperatur	$\frac{S(T)A(I, I_f)}{\%}$	$\frac{\nu_Q}{\text{MHz}}$	$\frac{\Delta\nu_Q}{\text{MHz}}$	$\frac{t_o}{\text{ns}}$
633 K	23.4(8)	86.3(5)	0	.8(12)
595 K	23.8(7)	90.1(10)	0	1.2(20)
564 K	24.6(7)	91.1(8)	0	1.6(10)
541 K	25.1(8)	94.0(6)	0	-2.4(26)
525 K	23.2(8)	94.6(5)	0	-1.6(17)
501 K	20.7(7)	95.2(8)	4.0(22)	0.0(14)
493 K	19.5(7)	95.8(8)	9.3(120)	1.6(16)
480 K	19.8(8)	96.0(6)	16.7(133)	- .6(20)
472 K		97.7(5)		
465 K	19.2(4)	97.9(2)	5.7(60)	-4.0(38)
456 K	19.0(11)	98.3(8)	11.3(53)	-7.0(20)
450 K	18.2(5)	99.0(4)	10.7(45)	-2.0(18)
445 K	16.0(7)	99.1(6)	30.3(95)	-2.4(22)
434 K	16.4(9)		24.7(53)	-3.9(30)
425 K	13.5(7)	99.0(10)	21.3(37)	-11.0(20)
413 K	12.3(5)	99.5(8)	25.3(38)	-5.9(30)
411 K	10.5(6)	99.1(4)	30.3(50)	-7.0(20)
405 K	9.1(9)	103.6(23)	13.3(67)	-7.0(20)
398 K	6-6(6)	101.4(10)	3.3(43)	-4.5(35)
390 K	4.8(7)	102.3(24)	3.2(50)	-8.0(50)
380 K	5.1(5)	109.1(30)	6.4(22)	-5.2(45)
366 K	4.7(7)	104.9(10)	11.3(44)	-8.5(35)
352 K	4.5(5)	105.0(20)	18.7(50)	-5.2(32)
334 K	5.8(11)	105.4(50)	13.3(43)	5.7(60)
323 K	6.3(9)	104.5(30)	16.7(38)	-6.2(38)
293 K	3.9(7)	103.7(4)	13.7(15)	9.8(67)
216 K	8.7(8)		28.0(112)	4.4(37)
123 K	9.8(6)	120.0(22)	15.3(53)	.4(27)
85 K	10.1(9)	117.8(22)	18.7(67)	- .5(30)
77 K	11.4(7)	115.3(20)	17.3(58)	.5(45)

Tab. 3 Fittergebnisse für den ^{67}Ge -Zustand. Werte ohne Fehlerangabe wurden nicht variiert.

^{71}Ge in Zink-Einkristall

Temperatur	$S(T)A(I, I_f)$ %	ν_Q MHz	$\Delta\nu_Q$ MHz	t_o ns
633 K	12.7(6)	18.0(3)	0	1.5(35)
595 K	12.5(6)	18.8(4)	0	3.0(35)
564 K	14.2(7)	18.7(2)	0	3.5(40)
541 K	14.4(6)	19.5(3)	0	-1.0(15)
525 K	14.6(6)	19.3(3)	0	2.0(25)
501 K	12.5(5)	19.7(3)	1.0(20)	-2.5(30)
493 K	13.1(6)	19.9(3)	0.0(22)	7.0(75)
480 K		19.8(5)	2.1(21)	5.5(35)
472 K	11.4(3)	19.8(4)	1.2(14)	-2.0(40)
456 K	11.3(6)	20.3(4)	0.0(18)	0.0(35)
450 K	11.1(7)	20.4(3)		
445 K	12.7(3)		1.7(13)	-2.5(35)
434 K	14.4(9)	20.5(5)	2.3(6)	-4.0(35)
425 K	11.4(6)	20.7(3)	1.4(6)	-5.5(35)
413 K	9.6(12)	21.0(6)	2.8(11)	-4.0(35)
398 K	6.0(9)	21.5(9)	2.2(10)	-2.5(30)
390 K	7.2(5)	21.7(10)	3.8(30)	-5.0(65)
380 K		22.2(15)		
366 K	4.8(3)	22.0(5)	2.8(29)	-6.0(65)
352 K	6.6(5)	22.0(9)	2.7(22)	-7.0(65)
334 K	6.6(8)	21.5(15)	1.7(30)	1.5(50)
323 K	7.1(6)	21.6(15)	2.3(9)	-1.5(30)
304 K	3.8(4)		1.8(14)	-1.5(20)
293 K	7.8(7)	23.0(3)	2.1(12)	-3.0(50)
216 K	5.6(5)	23.2(5)	3.4(15)	-4.0(40)
123 K	10.5(8)	23.3(4)	2.4(10)	-17. (7)
85 K	13.5(12)	24.2(2)	8.5(42)	-3.5(50)
77 K	12.0(9)	23.8(10)	8.1(40)	-2.1(45)

Tab.3 Fortsetzung

Fittergebnisse für den ^{71}Ge -Zustand. Werte ohne Fehlerangabe wurden nicht variiert.

⁶⁹Ge in Zink-Einkristall

Temperatur	$\frac{S(T)A(I, I_f)}{\%}$	$\frac{\nu_0}{\text{MHz}}$	$\frac{\Delta\nu_0}{\text{MHz}}$	$\frac{t_0}{\text{ns}}$
520 K	17.8(9)	81.4(4)	0	2.0(20)
480 K	17.6(9)	81.5(4)	0.0(15)	5.0(35)
465 K	18.8(6)	82.6(4)	0.0(18)	3.5(20)
440 K	17.5(8)	88.3(9)	6.0(10)	-7.5(20)
420 K	14.4(8)	87.5(9)	9.5(20)	-10.0(25)
410 K	6.3(5)	86.9(8)	13.5(15)	-8.0(40)
380 K	5.4(6)	85.5(16)	19.0(10)	-2.5(30)
350 K	3.4(9)	87.7(14)	14.0(12)	9.0(85)

Tab.3 Fortsetzung Fittergebnisse für den ⁶⁹Ge-Zustand. Werte ohne Fehlerangabe wurden nicht variiert.

Riegel und Mitarbeiter ⁽²⁰⁾ versuchen eine Erklärung für die Temperaturabhängigkeit des EFG über ein Phononenmodell. Da aber auch hierbei letztlich eine empirische $T^{3/2}$ -Abhängigkeit angesetzt wird, steht eine fundamentale Begründung für die $T^{3/2}$ -Relation des EFG in Metallen bis jetzt noch aus.

In Abb. 11 sind die in dieser Arbeit gemessenen, normierten Quadrupolkopplungskonstanten $\nu_Q(T)/\nu_Q(0)$ über einer $T^{3/2}$ -Skala aufgetragen. Für den ^{69}Ge -Zustand wurden die Meßergebnisse am polykristallinen Zink ⁽⁵⁴⁾ mit eingetragen. Die eingezeichneten Geraden stellen eine Anpassung der Gleichung(10) dar, $\nu_Q(0)$ wird dem Fit entnommen. Die systematischen Abweichungen unterhalb von 400K sind auf Strahlenschäden zurückzuführen. Es wird später diskutiert, daß die dem Fit zugrunde liegende Funktion (9) die WW hier nur ungenügend beschreibt und zu abweichenden Frequenzen führen kann.

Innerhalb der Fehler stimmen die Parameter B für alle drei Kernzustände gerade noch überein:

$$\begin{aligned} B(^{67}\text{Ge in Zn}) &= 1.45(20) \cdot 10^{-5} \text{ K}^{-3/2} \\ B(^{71}\text{Ge in Zn}) &= 1.71(10) \cdot 10^{-5} \text{ K}^{-3/2} \\ B(^{69}\text{Ge in Zn}) &= 1.67(5) \cdot 10^{-5} \text{ K}^{-3/2} \end{aligned}$$

Die gleichzeitige Messung der Quadrupolkopplungskonstanten für $^{67,69}\text{Ge}(I=9/2)$ und $^{71}\text{Ge}(I=5/2)$ in der identischen Wirtsmatrix gibt relativ genaue Werte für die Verhältnisse der Kernquadrupolmomente dieser Zustände. Läßt man eventuelle Einflüsse der unterschiedlichen Massen auf EFG außer acht, so ergibt sich aus den gefitteten Größen $Q(0)$ das Verhältnis

$$Q(^{67}\text{Ge}, 9/2^+) : Q(^{69}\text{Ge}, 9/2^+) : Q(^{71}\text{Ge}, 5/2^-) = 1.14(5) : 1 : .24(1)$$

Andere Autoren ⁽¹⁰⁾ kommen im Rahmen der Fehler zu einem knapp übereinstimmenden Ergebnis für das Verhältnis zwischen $Q(^{67}\text{Ge})$ und $Q(^{69}\text{Ge})$. Für das QP-Moment des $5/2^-$ -Zustandes in ^{71}Ge wird im Vergleich zu Sielmann ⁽¹⁰⁾ ein um 10 % höherer Wert gemessen.

4.2.3 Temperaturabhängigkeit des Schwächungsfaktors S(T), der Frequenzstreuung und der Zeitnullverschiebung t_0

In den Abb. 12, 13 und 14 sind für die drei Sondenkerne die Größen $S(T)$, $\nu(T)$ und $t_0(T)$ über der Temperatur aufgetragen. Die Schwächungsfaktoren S oder mit anderen Worten die auf $t+t_0 = 0$ extrapolierten und normierten Modulationsamplituden haben bei allen drei Kernen einen ähnlichen, charakteristischen Verlauf:

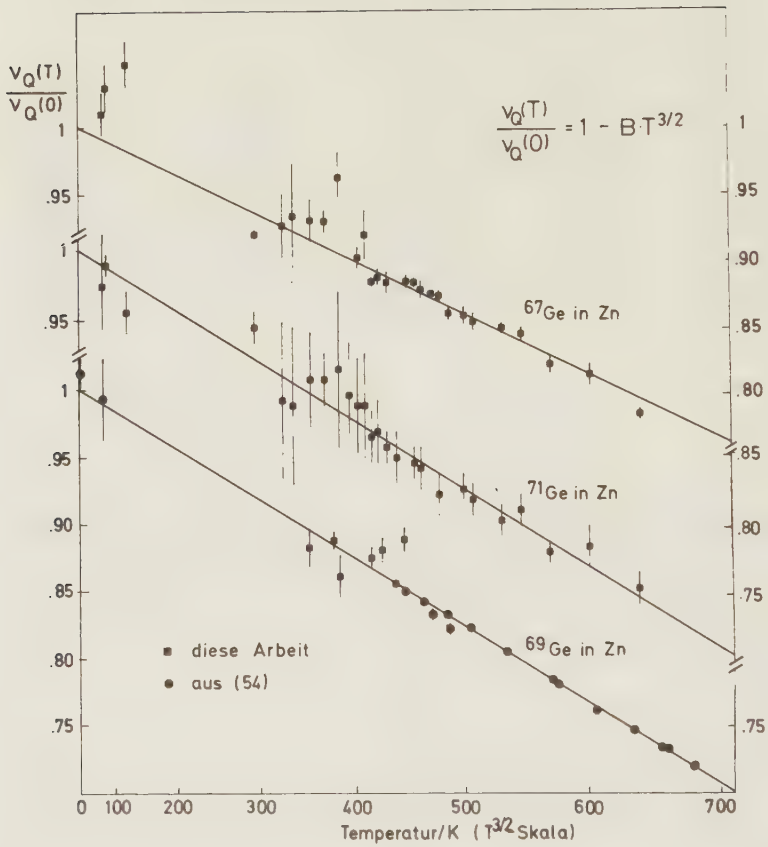


Abb. 11 Normierte Quadrupolkopplungsfrequenzen $\nu_Q(T)/\nu_Q(0)$ für 67, 71 und 69Ge

^{67}Ge in Zn s. c.

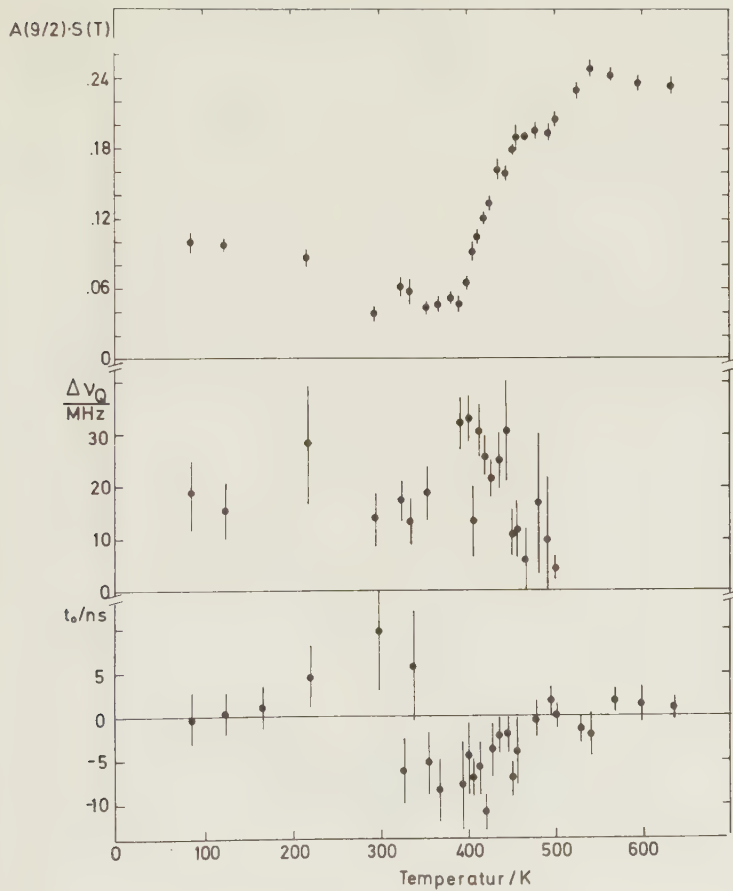


Abb. 12 Modulationsamplitude , Frequenzverteilung und Zeitnullpunktverschiebung als Funktion der Temperatur für ^{67}Ge in Zn-Einkristall

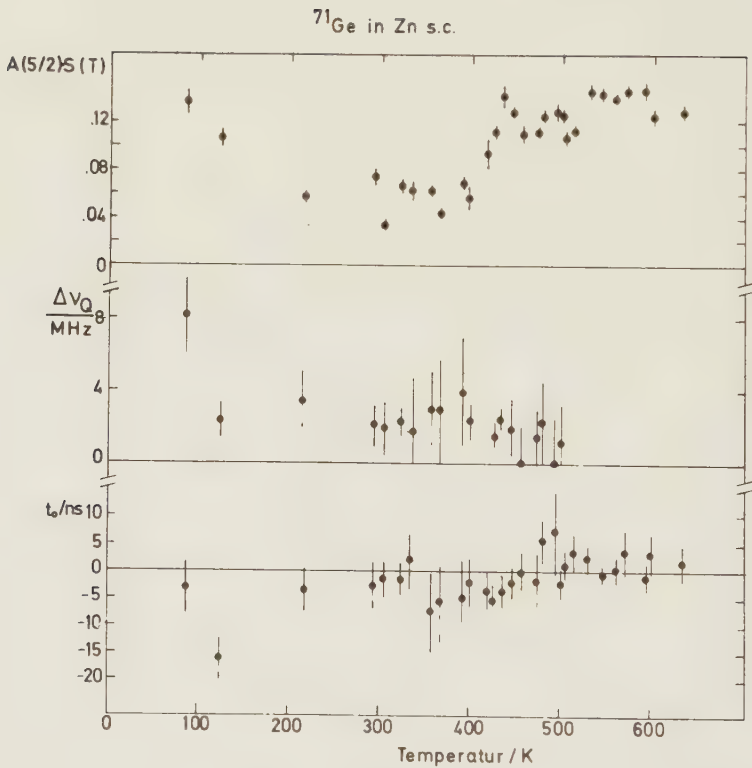


Abb. 13 Modulationsamplitude, Frequenzverteilung und Zeitnullpunktverschiebung als Funktion der Temperatur für ^{71}Ge in Zn-Einkristall

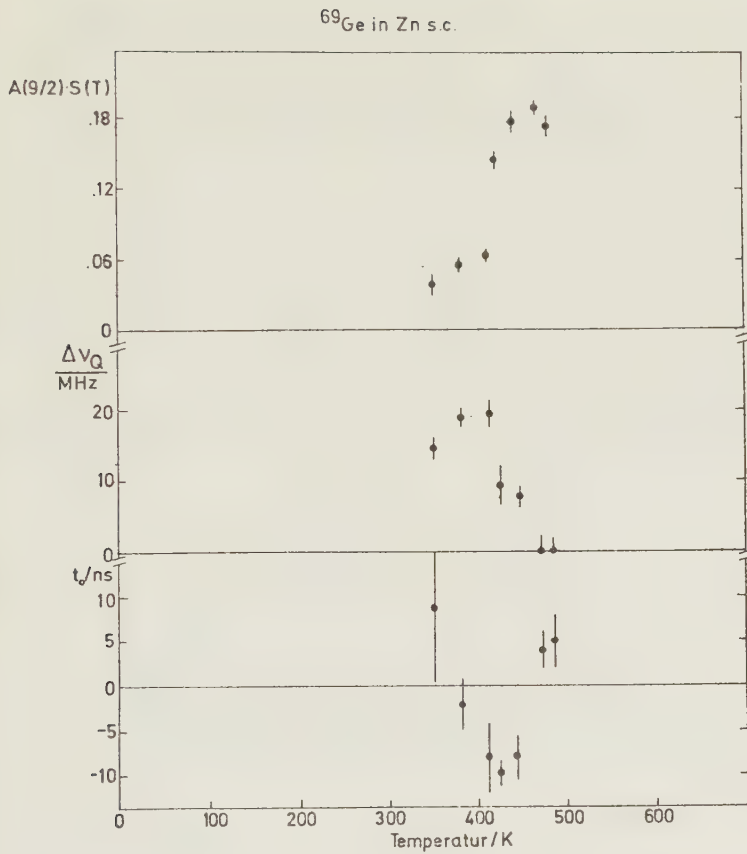


Abb. 14 Modulationsamplitude, Frequenzverteilung und Zeitnullpunktverschiebung als Funktion der Temperatur für ^{69}Ge in Zn-Einkristall

Innerhalb eines Temperaturbereiches von 70 K um 420 K sinken die Größen $S(T)$ um 60 - 90 %. Zusätzlich zeigen die Meßwerte des ^{67}Ge -Zustandes einen zweiten deutlichen Sprung bei 520 K. Dieses Verhalten ist bei dem 5/2-Zustand in ^{71}Ge nicht so signifikant, aber im Rahmen der Fehler auch dort mit den Daten verträglich. Unterhalb von 300 K nimmt $S(T)$ bei ^{67}Ge leicht zu, beim ^{71}Ge -Zustand sogar bis $S = 1$ bei 77 K.

Die Spektren unterhalb etwa 500 K zeigen zum größten Teil gedämpfte Modulationen. Dieses Verhalten kann näherungsweise durch eine gaußförmige Streuung der Kopplungskonstanten um die Fitfrequenz reproduziert werden. Die gefitteten Streuungen sind in Tabelle 3 mit aufgeführt. Bei Werten ohne Fehlerangabe sind die Spektren ungedämpft und es wurde keine Frequenzverteilung mitgefittet. Die Überhöhung im Temperaturbereich um 400 K ist beim ^{67}Ge -Zustand deutlich ausgeprägt, in ^{71}Ge nicht vorhanden. Es gibt Argumente, diesen Unterschied auf die Art der Auswertung zu schieben.

Wie die Abb. 12-14 zeigen, treten um $T = 400$ K Abweichungen zwischen dem aus den Fits extrapolierten Zeitnullpunkt und dem Zeitpunkt maximaler Intensität der prompten γ -Strahlung (experimenteller Zeitnullpunkt) auf. Besonders signifikant ist diese Anomalie auch hier für den ^{67}Ge -Zustand, weniger stark beim ^{71}Ge -Zustand. Dieses unterschiedliche Verhalten mag zum Teil zumindest an der Form der Modulationsspektren liegen: die zeitlich schärfere Struktur der 9/2-Modulation erlaubt eine genauere Bestimmung des Zeitnullpunktes, während die reine Cosinusmodulation der 5/2-Spektren dafür nur bedingt geeignet ist.

5. Diskussion

Wie im einleitenden Kapitel schon aufgeführt, liegt die Motivation dieser Arbeit darin, die zeitlich und räumlich mikroskopischen Vorgänge im Festkörper nach der Verlagerung eines Rückstoßatoms (Sondenkernatom) durch den Kernreaktionsrückstoß kennenzulernen. Mit dieser Verlagerung im Wirtsgitter ist im allgemeinen eine Defektausbildung verbunden, deren räumliche Verteilung sich als Funktion der Temperatur verschieden schnell und auf verschiedene Art ändert (21, 22, 23). Die als Folge der Defekte gegenüber dem ungestörten Kristallgitter geänderte Ladungsverteilung des Ionengitters beeinflusst ihrerseits in Metallen die Ladungsverteilung der Leitungselektronen. Die aus beiden resultierende, temperatur- und zeitabhängige Gesamtladungsdichte erzeugt dann schließlich das am Ort des Sondenkerns wirksame elektromagnetische Feld. Im Rahmen der Theorie der gestörten γ -Winkelverteilung ist es bei Kenntnis der Zeitabhängigkeit der wirksamen Felder zumindest prinzipiell möglich, die Störfaktoren der WW zu berechnen.

Man wird sich also im wesentlichen mit drei Fragenkomplexen zu beschäftigen haben:

1. Gitterdynamik

Die Abbremsung eines Rückstoßkerns im Kristallgitter und die Lage dieses Kerns, wenn er zur Ruhe gekommen ist.

Die zeitlich differentielle Änderung der Defektkonstellation im Festkörper nach dem Abbremsprozeß.

2. Elektromagnetische Felder, insbesondere der elektrische Feldgradient in Metallen.

Die Veränderung des EFG reiner Metalle durch Einfügen eines Fremdatoms.

Die Veränderung des EFG durch Kristallfehlordnungen.

3. Die explizite Berechnung von $G_{K_1 K_2}^{N_1 N_2}$ bei gegebenem EFG (t) und die experimentelle Überprüfung.

Auf Punkt 2. soll im Rahmen dieser Arbeit nur am Rande eingegangen werden, da die Frage des EFG selbst in reinen Metallsystemen noch weitgehend ungeklärt ist und einen eigenen Forschungsschwerpunkt zur Zeit bildet. Damit fehlt aber genau das objektive Verbindungsglied zwischen den Meßergebnissen der gestörten γ -Winkelverteilungen und deren Interpretation im Sinne von gitterdynamischen Prozessen.

Ein weiteres Hemmnis bei der Untersuchung von Strahlenschäden nach Kernreaktionen im Rahmen der gestörten Winkelverteilung ist die Einschränkung, daß experimentelle Störfaktoren nur für Zeiten $t \gtrsim 20 \dots 30$ ns vorliegen. Für kürzere Zeiten sind die Zeitspektren meist durch die prompten Zählraten undefiniert gestört. Dies bedeutet aber, daß unter Umständen der Verlauf der Störfunktion von solchen Zeiten her extrapoliert werden muß, zu denen ein wesentlicher Teil der WW bereits nicht mehr vorliegt.

In den folgenden Abschnitten werden einige der aufgeworfenen Probleme im einzelnen diskutiert.

5.1 Abbremsvorgänge in Metallen

Bei den verwendeten Kernreaktionen sind die kinetischen Energien der Rückstoßkerne durch eine Verteilungsfunktion $W(E_{\text{rück}})$ bestimmt, die Energien zwischen ca. 150 keV und 1 MeV enthält. Der aktuelle Wert für ein primäres Rückstoßatom (PRA) hängt von den Energien der Kernreaktionspartner und ihren Bewegungsrichtungen ab. Bis zu einer Energieschwelle E_k , die in reinen Systemen (Rückstoßatom = Matrixatom mit Massenzahl A) etwa A keV beträgt ⁽²¹⁾, erfolgt die Abbremsung meist durch Ionisation von Gitteratomen. Das abgebremste Atom ist dabei im Mittel neutral, so daß man tatsächlich von einem Rückstoßatom sprechen kann ⁽²⁴⁾. Während des elektronischen Abbremsprozesses werden vergleichsweise wenig Gitterdefekte produziert.

Bei kinetischen Energien kleiner als E_k werden die Atome im wesentlichen durch elastische Stöße mit Gitterionen abgebremst. Setzt man E_k für Ge in Zn etwa mit 70 keV an, so kann man in guter Näherung davon ausgehen, daß alle primären Rückstoßatome eine vergleichbare Gitterschädigung produzieren.

Die rechnerische Behandlung der Gitterschädigung durch elastische Stöße der Rückstoßatome mit Gitteratomen (hard sphere collision) führt zu einer Abschätzung der Zahl integral erzeugter Defekte ⁽²⁵⁾: Bei einem Energieübertrag E_s größer als eine Schwellenenergie E_d wird das angestoßene Atom (Sekundäratom) seinen Gitterplatz verlassen. E_d ist von den Winkeln zwischen den Kristallachsen und der Flugrichtung des Sekundäratoms abhängig ⁽²⁶⁾. Da meist ein wesentlich höherer Energieübertrag als E_d stattfindet, können die Sekundäratome ihrerseits neue Stoßfolgen bilden. Die auf diese Art erzeugte Gesamtzahl N von stabilen Frenkeldefekten pro PRA mit der effektiven Anfangsenergie E_k ergibt sich in etwa zu

$$N = E_k / 2 E_d$$

Realistischere Potentiale als die Harte-Kugel-Näherung geben Korrekturfaktoren in der Größenordnung 1, erhalten aber die Proportionalität zu E_k ⁽⁴²⁾.

Für Zink wurden die richtungsabhängigen Schwellenenergien E_d bestimmt ^(26, 28):

E_d	Richtung
20 eV	$\langle 1011 \rangle$
19 eV, 15 eV	$\langle 0001 \rangle$
14 eV	$\langle 1120 \rangle$
25 eV	$\langle 2023 \rangle$
30 eV	$\langle 2022 \rangle$
20 eV	$\langle 2021 \rangle$

Nach diesen Werten weicht E_d in Zink erheblich von der Seitz'schen Regel ⁽²⁹⁾ ab: $E_d = 4 \dots 5 \cdot E_s$ (E_s = Sublimationsenergie, in Zn etwa 1.7 eV ⁽³⁰⁾). Nach ⁽²⁸⁾ gilt als Mittelwert über alle Kristallrichtungen $E_d = 22$ eV. Damit läßt sich die Zahl der stabilen Frenkelpaare pro PRA zu etwa 1700 abschätzen.

Über die lokale Anordnung dieser Defekte können Computersimulationen des Abbremsvorgangs Auskunft geben. Solche Rechnungen ^(31, 32) lassen sich wie folgt zusammenfassen:

1. Bei gleichen Massen von Rückstoßatom und Gitteratom kommt das PRA in den meisten Fällen auf einem regulären Gitterplatz zur Ruhe (Ersetzungsstoß).

2. In einem Volumen von größenordnungsmäßig 20 nm Durchmesser um die Ruhelage des PRA werden ca. 500 stabile Frenkelpaare gebildet. Dies ist in Näherung unabhängig von der Anfangsenergie des PRA, solange sie größer als ca. 20 keV ist. Der Grund dafür ist, daß die Stoßfolge erst unterhalb von 20 keV räumlich so dicht liegt, daß sich Sekundärkaskaden überlappen. Diejenigen Sekundärkaskaden, die bei Energien oberhalb 20 keV erzeugt werden, liegen vergleichsweise weit vom Ort des Ersetzungsstoßes des PRA entfernt ⁽³³⁾.
3. Die bei der Frenkelpaarerzeugung gebildeten Zwischengitteratome (ZGA) liegen mehr am Rande der Schädigungszone, die dazugehörigen Leerstellen im Inneren.
4. Die unmittelbare Umgebung des gestoppten PRA kann stark oder relativ schwach gestört sein. Dies hängt davon ab, ob das vom PRA ersetzte Atom in einer Richtung wegfliegt, in der das Kristallgitter dicht oder weniger dicht gepackt ist. Bewegt es sich in einer Richtung verdünnter Packung, wird es eher zur Auslösung einer neuen Kaskade kommen, deren Frenkeldefekte dann die unmittelbare Umgebung des PRA überdecken. Im Falle einer dicht gepackten Richtung kann die neue Kaskade hingegen relativ weit vom PRA entfernt liegen ⁽³⁴⁾ (fokussierende Stoßfolgen).

Die Computersimulationen gehen alle vom idealen starren Punktgitter aus.

Beeler und Mitarbeiter ⁽³⁵⁾ weisen darauf hin, daß die Ergebnisse sich drastisch ändern können, wenn die Gitteratome endliche Wärmeschwingungen ausführen. Vor allem die in 4 angesprochene unmittelbare Umgebung des zur Ruhe gekommenen PRA kann damit temperaturabhängig werden.

Die bisher betrachteten Rechnerexperimente enden dann, wenn kein Atom mehr eine kinetische Energie größer als E_d hat, so daß keine neuen Defekte mehr produziert werden können. Diese Vorgänge sind in ca. 10^{-12} s nach dem primären Rückstoßereignis abgelaufen.

Nach der Abbremsung folgt im allgemeinen eine Erholung der ausgebildeten Gitterdefekte. Dabei lassen sich drei Prozesse unterscheiden:

1. Athermische Erholung

In den obigen Rechnungen wurden zwar nur stabile Frenkelpaare innerhalb einer Kaskade betrachtet, bei Überlappung mehrerer Kaskaden können jedoch die Stabilitätskriterien wieder unterschritten werden. Eine Abschätzung ⁽³⁶⁾ für die aktuellen Zn-Experimente läßt im Volumen mit 20 nm Durchmesser um die Ge-Atome noch etwa 300 Leerstellen überleben.

2. Thermal spike

Darunter versteht man die kurzzeitige Erhitzung des Bereiches, in dem die Rückstoßatome ihre Energie abgeben. Im Zinkgitter wurde die Temperaturerhöhung durch die Abbremsung von 45 keV Xe^+ -Ionen in einem Sputterexperiment gemessen ⁽³⁷⁾. Eine Abschätzung für die in den Experimenten hier vorliegenden Verhältnisse ergibt eine Temperaturerhöhung von $(200 \pm 100)\text{K}$. Die Dauer des thermal spike ist etwa 10^{-11} s. Das bedeutet, daß im Zinkgitter für diese Zeit im Kaskadenbereich möglicherweise eine Schmelze vorliegt, solange die makroskopische Temperatur größer als 500 ± 100 K ist.

3. Thermische Ausheilung

Computersimulationen für thermisch bedingte Diffusion nach einem primären Rückstoßereignis mit 5 keV und 20 keV Anfangsmenge wurden von Doran ⁽³⁸⁾ in α -Eisen zeitlich und örtlich differentiell durchgeführt. Typische Ergebnisse sind in der Abb. 15 wiedergegeben. Demnach wird innerhalb von 10 - 20 ns die Konzentration von Einzel- und Doppelleerstellen drastisch vermindert. Dies gilt ebenso für Einzel- und Doppel-ZGA. Die Clusterung beider Defektypen nimmt hingegen leicht zu. Nach ⁽³⁹⁾ bilden sich solche Cluster vorwiegend als Ringe in den dichtest gepackten Ebenen aus. Dies sind bei hexagonalen Gittern mit $c/a < \sqrt{3}$ die 10 $\bar{1}0$ -Ebenen, mit $c/a > \sqrt{3}$ die 0001-Ebenen. Im Falle des Zinkgitters ($c/a = 1.8563 > \sqrt{3}$) ⁽⁴¹⁾ also die Basalebenen ⁽⁴⁰⁾.

5.2 Elektrische Feldgradienten in gestörten Gittern

Der elektrische Feldgradient $e\mathbf{q}$ ist durch die Ladungsverteilung bestimmt:

$$e\mathbf{q} = \int \frac{\rho(\mathbf{r})}{r^3} d^3r$$

In Metallen hat man es neben den Ionenladungen des Gitters noch mit der Ladungsverteilung der Leitungselektronen zu tun. Dies führt zu der häufig verwendeten Aufteilung ⁽⁴³⁾

$$e\mathbf{q} = e\mathbf{q}_{\text{ion}} + e\mathbf{q}_{\text{el}}$$

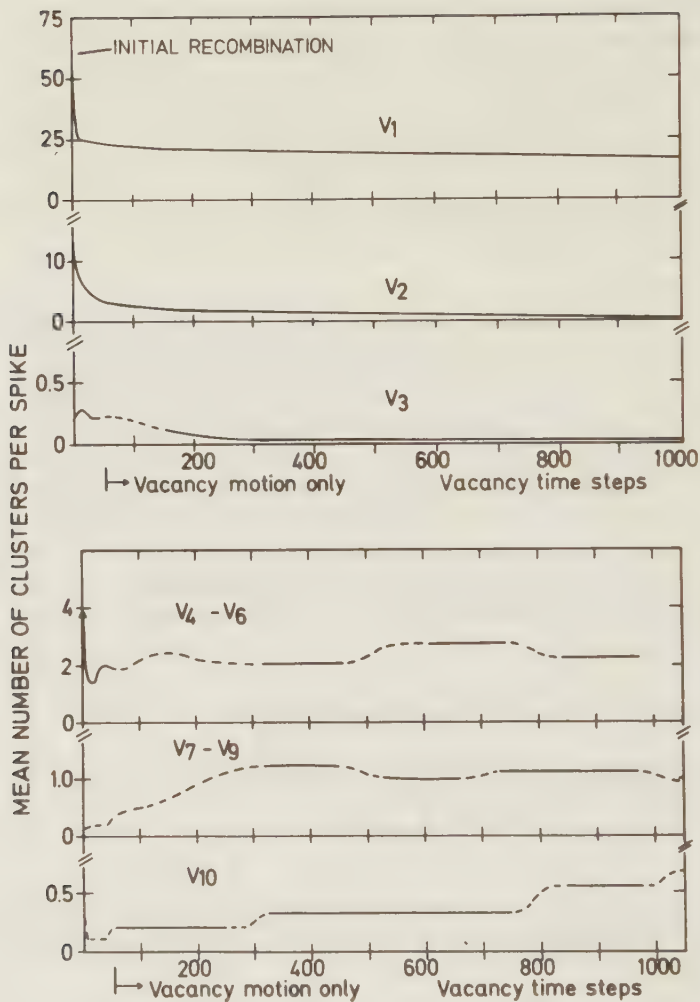


Abb. 15

Mittlere Anzahl der Leerstellencluster pro implantierten Eisenkern in α -Eisen bei einer Einschussenergie von 20 keV als Funktion der Ausheilzeit bei 800 K. Die volle Zeitskala entspricht etwa 1 ns

Die Berechnung von $e q_{ion}$ bereitet keine prinzipiellen Schwierigkeiten, wenn die Ionenrümpfe als starre Punktladungen angesetzt werden:

$$e q_{ion} = (1 - \gamma_{\infty})(1 + \delta) Z^{ion} e \sum_i \frac{3 z_i^2 - r_i^2}{r_i^5}$$

Z^{ion} ist die Anzahl der ins Leitungsband abgegebenen Elektronen. Der Sternheimerfaktor γ_{∞} berücksichtigt die Verstärkung der reinen Gittersumme durch die Polarisation der Rumpfelektronen. In einer Näherungsrechnung ⁽⁴⁴⁾ wird der Einfluß weit entfernter Leitungselektronen durch eine Ionenladungskorrektur $(1 + \delta)$ integral beschrieben.

Berechnungen der Gitterbeiträge ⁽⁴⁵⁾ $e q_{ion}$ und der Vergleich mit dem experimentellen EFG zeigen, daß der elektronische Anteil den reinen Gitteranteil weit überwiegt. Für den Leitungselektronenbeitrag gibt es verschiedene Ansätze, auf die aber hier nicht näher eingegangen wird ^(46, 47, 48).

In strahlungsgeschädigten Kristallen wird der EFG im allgemeinen vom Wert im ungestörten Gitter abweichen, weil die Symmetrie der Ladungsverteilung gestört ist. Durch die starke r^{-3} -Abhängigkeit des EFG von der Ladungsverteilung wird Defekten in der Nähe des Aufpunktes (= Sondenkern) ein wesentlich größeres Gewicht zukommen. Gerade für diese Nahzone gibt es jedoch keine theoretischen Ansätze.

Für weitere Entfernungen und unter der Annahme von Einzelleerstellen als Gitterdefekt sollte die Änderung des EFG durch das Modell von Friedel ⁽⁴⁹⁾ für Fremdatome im Metallgitter zu beschreiben sein: Die Leerstelle wirkt wie ein Ionenrumpf der Ladung $-Z e(ion)$ ($Z(ion)$ = Wertigkeit der Wirtsgitteratome). Damit bildet sich am Ort der Leerstelle ein gestörtes Potential für die Leitungselektronen aus. Nach dieser Modellvorstellung berechnete Friedel die örtliche Verteilung der Elektronen in diesem Störpotential. Für größere Entfernungen ($r \rightarrow \infty$) ergeben sich räumlich oszillierende Ladungsdichteschwankungen, die einen ebenso oszillierenden Beitrag zum EFG liefern ⁽⁵⁰⁾:

$$\Delta e q \sim \frac{\cos(k_f \cdot r + \varphi)}{r^3}$$

k_f ist der Wellenvektor der Leitungselektronen an der Fermikante und r der Abstand zum Aufpunkt. Die isotrope Rechnung stellt für das hexagonale Zn-Gitter sicherlich eine grobe Näherung dar. Außerdem ist das Ge-Sondenatom im Zn-Gitter ebenfalls ein Fremdatom, das nach dem Friedel'schen Formalismus behandelt werden müßte. Eine Abschätzung des Proportionalitätsfaktors oder der Phasenlage ist daher nicht möglich. Mit $k_f = 1.57 \cdot 10^8 \text{ cm}^{-1}$ und der Gitterkonstanten $a = 2.665 \cdot 10^{-8} \text{ cm}$ in Zn ^(41, 51) gibt das Friedel'sche Modell eine Oszillationsperiode, die kleiner ist als der Abstand zweier benachbarter Gitterpunkte. Man erhält somit ein Plausibilitätsargument dafür, wie schnell der Beitrag von Defekten selbst in vergleichbaren Abständen vom Aufpunkt der Größe und dem Vorzeichen nach variieren kann. Insbesondere die Überlagerung vieler statistisch verteilter Defekte in weiterer Entfernung sollten den EFG daher nur unwesentlich beeinflussen.

Im Gegensatz zur additiven Zusammensetzung des EFG aus Gitter- und Elektronenanteil wird von Rhagavan und Mitarbeitern ⁽⁵²⁾ eine empirisch gefundene Parametrisierung angegeben:

$$eq = eq_{ion} (1 - K) \quad K \approx 3 \quad (11)$$

Damit kann man den Einfluß von Defekten auf den EFG über die leicht zu berechnende Gittersumme abschätzen, weil sich relative Änderungen des Gitteranteils als ebensolche Änderungen des gesamten EFG auswirken sollten. Insbesondere sollte es damit möglich sein, die Richtung und den Asymmetrieparameter des EFG anzugeben. Es erscheint allerdings zweifelhaft, ob in der Umgebung des Defekts mit dem starren Punktgitter des ungestörten Kristalls gerechnet werden darf. Bestimmungen der Gitterkonstanten mit makroskopischen Methoden ⁽⁵³⁾ zeigen eine Abhängigkeit der Gitterkonstanten von der Art und der Konzentration von Gitterdefekten. Diese integralen Messungen geben aber keine definierte Information über die mikroskopische Verzerrung des Gitters um den Defekt. Unter der Annahme eines starren Punktgitters wurde für verschiedene Positionen von Leerstellen (Ion mit der Ladung $+2e$) im Zn-Gitter der EFG ohne Berücksichtigung des Sternheimerfaktors $(1 - \gamma_\infty)$ bestimmt. Dabei ergeben sich zum Teil nichtaxialsymmetrische EFG. In Tabelle 4 sind die Ergebnisse zusammengefaßt, wobei zum besseren Vergleich alle EFG auf Hauptachsenform diagonalisiert wurden. Abb. 16 erläutert die verwendeten Koordinatensysteme. Es zeigt sich, daß demnach Leerstellen in den fast gleichweit entfernten Nachbarpositionen basal und nichtbasal einen um den Faktor 23 größeren bzw. fast gleichen EFG wie im ungestörten Gitter ergeben.

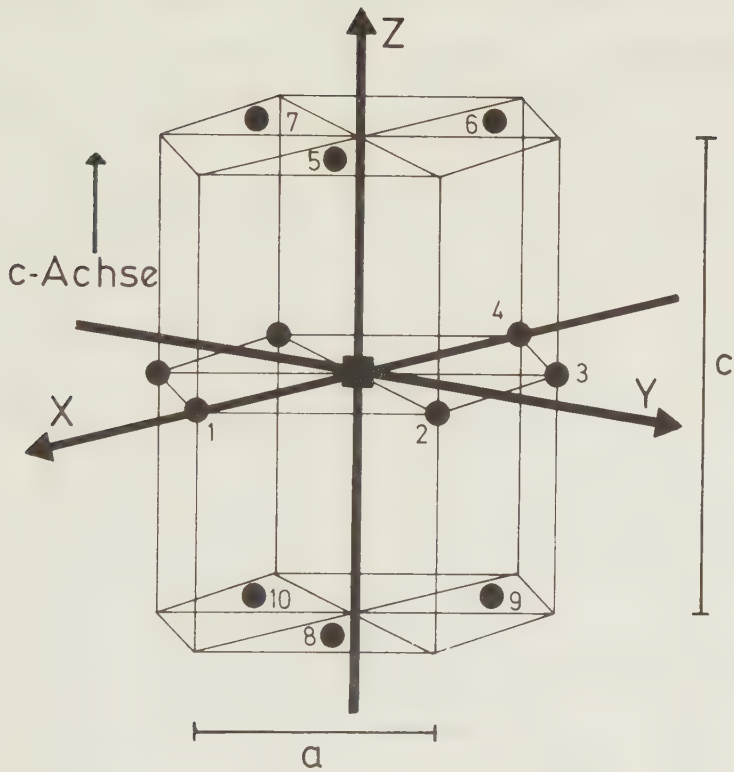


Abb. 16 Koordinatensystem für die Berechnung der EFG durch
Leerstellen im hexagonalen Zinkgitter

Position der Leerstelle	z-Achse des Haupt achsensystems	$\frac{V_{zz}}{10^{16} \text{ V/cm}^2}$	η
ohne Leerstelle	z	-1.4883	0
1	x	-2.3	.97
2	.5x + .75 y	-2.3	.97
3	-.5x + .75 y	-2.3	.97
4	-x	-.23	.97
5	.29x + .17y + .94z	-3.4	.12
6	-.29x + .17y + .94z	-3.4	.12
7	.002x - .34y + .94z	-3.4	.12
8	.29x + .17y - .94z	-3.4	.12
9	-.29x + .17y - .94z	-3.4	.12
10	.002x - .34y - .94z	-3.4	.12
1 + 2	.87x + .5y	-3.1	.02
1 + 3	.87x - .5y	-3.1	.02
1 + 4	x	-5.3	.42
1 + 5	-.04x + .99y - .15z	3.3	.86
1 + 8	-.04x + .99y + .15z	3.3	.86
1 + 6	.04x + .99y - .15z	3.3	.86
1 + 9	.04x + .99y + .15z	3.3	.86
1 + 7	.94y + .34z	3.0	.25
1 + 10	.94y - .34z	3.0	.25
5 + 6	.21y + .98z	-4.5	.29
5 + 6 + 7	z	-5.6	0

Tab. 4 Gittersummenanteil des EFG (ohne Sternheimerfaktor) im Zinkgitter bei verschiedenen Konfigurationen von Leerstellen in der Umgebung des Aufpunktes. (Bezeichnungen siehe Abb. 16)

Die betragsmäßigen Abschätzungen dürften allerdings nur eine grobe Näherung darstellen, während man annehmen kann, daß die Richtung und die Asymmetrie des gesamten EFG durch Gittersummenrechnungen richtig vorausgesagt werden.

Wegen der r^{-3} -Abhängigkeit, mit der die Punktdefekte zum EFG beitragen, ergeben unter Annahme von (11) Leerstellen die entfernter als etwa die fünfte Nachbarschaft sind, nurmehr eine kleine Abweichung vom ungestörten EFG.

Andere theoretische Ansätze für den EFG an einem Fremdatom in einem nicht-kubischen Gitter mit zusätzlichen Gitterdefekten nach Strahlenschädigung sind nicht vorhanden (Abb. 17).

5.3 Interpretation der Meßergebnisse

Die Meßergebnisse lassen sich in temperaturabhängig und zeitlich klar gegliederte Abschnitte differenzieren:

- 1) Im experimentell überstrichenen Temperaturbereich unterscheiden sich das Hochtemperatargebiet, in dem $S(T) \approx 1$ ist, das Übergangsgebiet, in dem der Sprung in $S(T)$ und die Zeitnullpunktverschiebung $t_0(T)$ auftreten, sowie das Tieftemperaturgebiet, in dem $S(T)$ langsam wieder ansteigt und zunehmende Frequenzverteilung auftritt.
- 2) Die Charakterisierung der Störungen nach den typischen Zeiten, in denen sie wirken, führt zu einer Differenzierung, nach der in dieser Arbeit die nächsten Abschnitte gegliedert werden:
 - a) Die WW im zeitlich differentiellen Beobachtungszeitraum ab ca. 20 ns nach dem primären Rückstoß (Zeitbereich 1). Hier äußert sich die mit abnehmender Temperatur steigende Verteilung des EFG (Abschnitt 5.3.1).
 - b) Die WW im kurzen Zeitintervall zwischen dem primären Rückstoß und Beginn der zeitlich differentiellen Beobachtung ($t \lesssim 20$ ns, Zeitbereich 2). Dieser Zeitbereich bestimmt die Störfunktion $S(T)$. Im Abschnitt 5.3.2.1 wird der Sprung von $S(T)$ um 420 K in einem dynamischen WW-Modell diskutiert und im Abschnitt 5.3.2.2 der Verlauf von $S(T)$ für tiefe Temperaturen.



Abb. 17

Theoretischer Ansatz auf den EFG in strahlungsgeschädigten Materialien. Frei nach (27)

- c) Die Überhöhung der Frequenzverteilung und insbesondere die Zeitnullpunktverschiebung im Temperaturbereich um 400 K deuten stark darauf hin, daß zumindest bei diesen Temperaturen eine Störung vom primären Rückstoßzeitpunkt an bis in den Beobachtungszeitraum differentiell durchgreift. Im Abschnitt 5.3.3 wird ein einfaches Modell statischer Wechselwirkungen aufgestellt, mit dem die Zeitnullpunktverschiebung und die δ -Überhöhung verstanden werden können. Diese Diskussion stützt sich wesentlich auf die Messungen des 9/2-Zustandes in ^{67}Ge . Für ^{69}Ge wurden wegen der langen Meßzeit in dieser Arbeit nur wenige Temperaturpunkte gemessen, während die schwächer ausgeprägte Zeitstruktur der 5/2-Modulationsspektren die Messungen an ^{71}Ge weniger empfindlich für t_0 und δ macht.

5.3.1 Langzeitverhalten (Zeitbereich 1)

Experimentell läßt sich für den Bruchteil der Kerne, der durch die später diskutierte Funktion $S(T)$ beschrieben wird, feststellen:

- 1) Die zur Modulation der Zeitspektren beitragenden Winkelverteilungen zeigen bei allen Temperaturen die Symmetrie, die von der makroskopischen Ausrichtung des Einkristalls her für den EFG erwartet wird.
- 2) Die gemessenen Quadrupolfrequenzen bzw. ihre Verteilungsschwerpunkte gehorchen oberhalb 400 K der $T^{3/2}$ -Relation. Im tieferen Temperaturbereich sind leichte Abweichungen vorhanden.
- 3) Oberhalb ca. 500 K ist der EFG für alle zur Modulation der Zeitspektren beitragenden Kerne einheitlich, für tiefere Temperaturen treten Frequenzverteilungen auf.

Aus 1) folgt, daß die Rückstoßatome, die durch das Modulationspattern erfaßt werden, entweder auf substitutionellen Plätzen oder auf Zwischengitterplätzen sitzen. Ausgeschlossen werden können alle Anlagerungen an Versetzungen oder Defektcluster, die häufig Senken für Fremdatome bilden. In einem solchen Fall könnten zwar auch EFG auftreten, aber es ist sehr unwahrscheinlich, daß diese dann axialsymmetrisch sind und gleich ausgerichtet wie der Einkristall-EFG. Ebenso kann man für die Zeit, während der die Modulation beobachtet wird, einen Leerstellen-Fremdatom-Komplex in der Basalebene ausschließen. In einem solchen Fall würden stark nichtaxialsymmetrische EFG zu erwarten sein.

Fremdatom-Leerstellen-Komplexe, bei denen die Leerstelle in einer benachbarten Basalebene zum Sondeatom als übernächster Nachbar sitzt, sowie (001)-ZGA-Lagen (Hantellage) für das Sondeatom würden zwar einen axialsymmetrischen EFG in gleicher Richtung wie die makroskopische c-Achse ergeben; zumindest bei hohen Temperaturen sollten diese Konfigurationen aber nicht stabil sein, so daß man im Widerspruch zu 2) oberhalb der Stabilitätstemperatur einen anderen EFG messen sollte. Man kann deshalb im vorliegenden Fall sicherlich annehmen, daß die Rückstoßkerne, die zur Modulation beitragen, zumindest während der Beobachtungszeit von ca. 20 ns bis 500 ns nach dem Rückstoß unabhängig von der Temperatur substitutionelle Gitterplätze einnehmen.

Aus diesem speziellen Befund für Ge-Fremdatome in Zn läßt sich allerdings nicht verallgemeinern, auf welchen Plätzen ein Rückstoßatom in anderen Systemen nach dem Rückstoß sitzt. Nur in einigen weiteren Systemen konnten bisher eindeutige Feststellungen getroffen werden:

- 1) System Cd in Cd. Ein Vergleich von γ -Winkelverteilungsmessungen nach Kernreaktionen (55) und Messungen nach Einschmelzen von $^{111}\text{In}^*$ -Isotopen (56) bzw. über das ^{111}Cd (11/2⁻)-Isomere (56, 57) führt zu dem Schluß, daß nach dem Rückstoß substitutionelle Plätze angenommen werden. Die Produktion des Mutterisotops ^{111}In durch Kernreaktion in Cd scheint dagegen entweder auf nicht substitutionelle Gitterplätze zu führen oder eine stark gestörte Umgebung im Bereich des Rückstoßkerns zu erzeugen (58).
- 2) Mößbauerexperimente an ^{57}Fe in Fe_2O_3 nach Kernreaktionen und mit radioaktiven Quellen zeigen, daß auch in diesem System die Rückstoßkerne durch Ersetzungsstöße zur Ruhe kommen (62).
- 3) Substitutionelle Plätze werden von ^{63}Ni in Ni nach Kernreaktionen eingenommen. Dies zeigt ein Vergleich einer γ -Winkelverteilungsmessung (59) mit Mößbauer (60) und NMR-Experimenten (61) von ^{61}Ni und Ni.
- 4) ^{73}As und ^{69}Ge unterliegen nach Rückstoßimplantation in Ga einem EFG mit dem Asymmetrieparameter $\eta = 0,7$, während für Ga und ^{111}Cd in Ga (65, 66) eine Asymmetrie von 0,2 gemessen wird. Dies muß wohl auf unterschiedliche Gitterplätze zurückzuführen sein.

- 5) Channelingexperimente nach Ionenimplantation von In und Ag in Be ergeben für Ag substitutionelle Gitterplätze, für In 50 % tetrahedrale Zwischen-gitterplätze und 50 % andere Defektplätze (67).
- 6) ^{111}Cd in Zn. Ebenfalls nach Ionenimplantation wird nur von ca. 1/10 der Fremdatome ein substitutioneller Gitterplatz eingenommen (68).

Die Modulationen in den Zeitspektren unterhalb von 420 K können unter der Annahme einer Streuung δ um die QP-Grundfrequenz ω_0 gefittet werden. Der Einkristallcharakter der Modulationspattern und die Axialsymmetrie bleiben offensichtlich erhalten. Es ist plausibel, diese kleinen Störungen des EFG auf Gitterdefekte in größerem Abstand vom Sondenkern zurückzuführen. Abgesehen von der δ -Überhöhung um 400 K treten diese Störungen unabhängig von der Fremdatomeigenschaft der Sondenkerne auf, da sie ebenso im reinen System ^{67}Zn in Zn beobachtet werden (54). Unter der Annahme, daß der gesamte EFG die gleiche Symmetrie wie der reine Gitteranteil besitzt, und daß in Näherung die relativen Änderungen von Gitteranteil und Gesamt-EFG durch weit entfernte Defekte ähnlich sind, läßt sich der Einfluß dieser Defekte durch Ionengitterrechnungen abschätzen.

Als Ergebnis erhält man:

- Einzelne Punktdefekte, die im Zn-Gitter weiter als 5 Gitterkonstanten vom Aufpunkt entfernt sind, ändern den Gitteranteil des EFG nur noch in der Größenordnung von einigen Prozent. Der resultierende Asymmetrieparameter ist kleiner als 0,05.
- Bei Clustern bis zu fünf Defekten muß man dafür einen Abstand von mindestens zwölf Gitterkonstanten annehmen.

Eine Untersuchung am System ^{67}Zn in Zn zeigt (54), daß zwischen Punktdefekten und Clustern aus der Temperaturabhängigkeit der Verteilung zu unterscheiden ist: Das Abnehmen von δ mit wachsender Temperatur konnte auf zunehmende Ausheilung des Gitters zurückgeführt werden. Dem in (54) aufgestellten Modell lag die Annahme zugrunde, daß die Frequenzverteilung proportional zur Defektkonzentration in der Umgebung des Sondenkerns ab ca. 5 Gitterkonstanten ist. Die Defektkonzentration außerhalb der Stoßkaskade wird nur durch den α -Teilchenstrahl bewirkt und die Schädigungskonzentration in diesen Bereichen ist nach 150 Stunden Bestrahlung mit 10^{-5} p.a. als vernachlässigbar anzusetzen. Damit werden Defekte aus dem Kaskadenraum im wesentlichen vom Sondenkern weg in dieses defektarme Gebiet abwandern. Es wurde ein einfacher Ansatz für die Zeitabhängigkeit der Defektkonzentration c gemacht:

$$\sigma(t) \sim p(t) = p_0 e^{-\lambda t}$$

$$\lambda = \lambda_0 e^{-E^A/kT}$$

Unter der Annahme, daß sich die Defektkonzentration während des Beobachtungszeitraums nurmehr wenig ändert, konnte aus der Temperaturabhängigkeit von der Aktivierungsenergie E^A bestimmt werden. Sie ergab sich zu ca. 0,05 eV und ist mit der Wanderungsenergie von Zwischengitteratomen in Zink verträglich.

Bei den hier vorliegenden Messungen an Ge-Fremdatomen in Zink ist eine solche Analyse nicht durchführbar. Das liegt zum einen daran, daß die Fehler von σ wegen der geringen Modulationsamplitude unterhalb 420 K sehr groß werden. Zum anderen läßt sich die deutliche Überhöhung von σ um 400 K vor allem beim ^{67}Ge -Zustand in diesem Modell nicht verstehen. Unterhalb von ca. 370 K ist der stetige Anstieg von σ mit fallender Temperatur mit der Interpretation der ^{67}Zn in Zink-Messung verträglich. Man muß annehmen, daß zumindest um 400 K eine statische Frequenzverteilung der Form (17) die Modulationen der δ -Winkelverteilung nicht beschreibt. Auf diesen Punkt wird später eingegangen.

5.3.2 Kurzzeitverhalten (Zeitbereich 2)

5.3.2.1 $T \approx 420\text{K}$

Eine Reihe von Untersuchungen der Strahlenschädigung mit Hilfe der Winkelverteilung zeigt ebenso wie die hier vorgestellten Messungen eine deutliche Abnahme der Störfunktion $S(T)$ innerhalb ca. 50 K (69, 70, 71). In einer systematischen Analyse (72) konnte eine Korrelation der Temperatur T_C , bei welcher der Sprung in $S(T)$ auftritt, mit der Schmelztemperatur T_m der jeweiligen Wirtsgitter gefunden werden: $T_C \approx 0,6 T_m$. Diese Regel wird auch von den in dieser Arbeit erhaltenen Ergebnissen bestätigt und deutet auf einen Zusammenhang mit Leerstellenwanderung hin (72). Die sprunghafte Änderung von $S(T)$ wurde bisher nur dort beobachtet, wo das Sondenatom ein Fremdatom im Wirtsgitter bildet. Dagegen bleibt $S(T)$ konstant in reinen Systemen. Dies legt den Schluß nahe, daß dieses Verhalten auch wesentlich mit der Fremdatomeigenschaft der Rückstoßkerne zusammenhängt.

Neben der bisher schon bekannten Abhängigkeit der Sprungtiefe von $S(T)$ vom Fremdatom-Wirtsgitter-System, zeigt sich bei den vorliegenden Messungen auch ein unterschiedliches Absinken bei verschiedenen Isotopen und Kernspins chemisch gleicher Fremdatome.

Hempel und Mitarbeiter⁽⁷³⁾ konnten den Verlauf von $S(T)$ im Gebiet um $0.6 T_m$ für ^{69}Ge in polykristallinem Zink unter der Annahme einer Bindungsenergie zwischen Ge-Atom und einer benachbarten Leerstelle erklären. Diese Annahme führt auch bei den hier vorliegenden Daten in diesem Temperaturbereich zu einer nur teilweise befriedigenden Deutung. Im folgenden wird das Modell vorgestellt, eine ausführliche Diskussion findet man in einer Arbeit von Loeffler⁽⁵⁴⁾.

Es wird angenommen, daß für Leerstellen um Ge-Fremdatome im Zn-Gitter ein Instabilitätsbereich existiert. Werden im Verlauf der Rückstoßkaskaden dort Leerstellen erzeugt oder diffundieren solche während der kurzzeitigen lokalen Erhitzung durch den thermal spike dorthin, so werden sie vom Fremdatom spontan eingefangen.

Man kann im allgemeinen davon ausgehen, daß die Diffusion von Fremdatomen und die Selbstdiffusion nicht von den gleichen Wanderungsenergien und "attempt frequencies" beschrieben wird⁽⁷⁴⁾, auch wenn beide Diffusionen über einen Leerstellenmechanismus erfolgen. Dies bedeutet, daß sich eine Leerstelle in der Umgebung eines Fremdatoms anders verhält als im reinen Wirtsgitter. Die dafür verantwortlichen Kräfte entstehen aus der Gitterverzerrung um die Leerstelle und um das Fremdatom, sowie aus der veränderten Konzentration der Leitungselektronen in der Umgebung dieser Punktdefekte durch ihre effektive chemische Wertigkeit. Insbesondere wegen der vergleichsweise großen effektiven Ladungsdifferenz zwischen einem Ge-Fremdatomrumpf und einem nicht besetzten Gitterplatz wird im Zinkgitter eine benachbarte Lage von Ge-Fremdatomen und Leerstellen energetisch günstig sein. Für den Aufbruch eines solchen Komplexes ist deshalb eine höhere Aktivierungsenergie für die Leerstelle nötig als für die Selbstdiffusion im Zink-Wirtsgitter. In Abb. 18 sind die für die einzelnen Diffusionsschritte maßgeblichen Energien erläutert. Die explizite Berücksichtigung aller möglichen Energien würde im folgenden zu sehr unhandlichen Formeln führen. Daher wird angenommen, daß alle Diffusionsschritte, die zum Aufbruch eines Fremdatom-Leerstellen-Komplexes führen, durch

$$\nu_1 = \nu_1^{(0)} \exp(-E_1/kT) \quad (12)$$

beschrieben werden, und alle anderen Diffusionen durch

$$\nu_2 = \nu_2^{(0)} \exp(-E_2/kT) \quad (13)$$

Die Differenz $E_1 - E_2$ wird als effektive Bindungsenergie bezeichnet.

● Wirtsgitteratom ○ Leerstelle □ Fremdatom

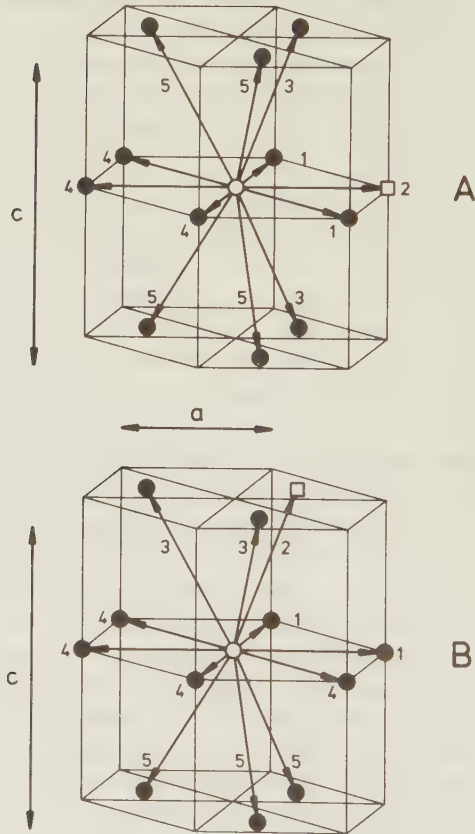


Abb. 18 Elementare Diffusionsschritte einer Leerstelle nach dem Einfang an ein Fremdatom in hexagonalen Gittern.

Mit 1 und 3 sind Sprünge senkrecht und parallel zur c -Achse bezeichnet, die nicht zum Aufbruch des Fremdatom-Leerstellen-Komplexes führen. Das gilt auch für den mit 2 gekennzeichneten Platzwechsel von Leerstelle und Fremdatom. Die Diffusionsschritte 4 und 5 führen zum Aufbruch des Komplexes über Sprünge senkrecht und parallel zur c -Achse. Jedem der verschiedenen Sprungtypen ist eine eigene Wanderungsenergie zuzuordnen, wobei sich 1 und 4 bzw. 3 und 5 jeweils im wesentlichen durch die Bindungsenergie des Komplexes unterscheiden.

Der EFG, dem der Sondenkern im Fremdatom-Leerstellen-Komplex ausgesetzt ist, weicht in seinem Gitteranteil stark von dem des ungestörten Gitters ab (siehe Tab. 4): Bei nächsten Nachbarpositionen in verschiedenen Basalebenen wird der EFG um den Faktor 3 größer, bei nächst benachbarten Komplexen in der gleichen Basalebene wird die Hauptachsenrichtung gegenüber dem ungestörten Gitter gekippt und der EFG ist stark asymmetrisch. Während sich die Symmetrie des gesamten EFG durch den Leitungselektronenanteil nicht verändern sollte, läßt sich über die absolute Größe des Gesamt-EFG in diesem komplexen Gebilde nichts aussagen.

Im hier zitierten Modell wird angenommen, daß der EFG für die Sondenkerne im Fremdatom-Leerstellen-Komplex betragsmäßig konstant bleibt und durch die WW-Frequenz ω_s beschrieben wird, daß sich aber seine Richtung durch Diffusionsschritte, die nicht zum Aufbruch des Komplexes führen, mit der Korrelationszeit τ_c statistisch ändert. Aus (13) ergibt sich

$$\tau_c = \frac{1}{\nu^{(0)}} \cdot e^{E_2/kT}$$

Nach einer mittleren Zeit τ bricht der Komplex auf und man erhält nach (12)

$$\tau = \frac{1}{\nu^{(0)}} \cdot e^{E_1/kT}$$

Vernachlässigt man die Änderung des EFG durch eine Leerstelle, die nicht mehr in der nächsten Nachbarschaft zum Sondenkern sitzt, so wirkt nach der Zeit τ nur noch der ungestörte EFG mit der WW-Frequenz ω_0 .

Unter den Voraussetzungen

$$\omega_s \tau_c < \omega_s \tau \gg \omega_0 \tau$$

sollte sich nur ein zeitlich integraler Einfluß der Störung durch die Fremdatom-Leerstellen-Komplexe auf das zeitlich differentielle Modulationsspektrum in experimentellen Beobachtungszeiten bemerkbar machen. Dies ist mit den experimentellen Zeitspektren kompatibel, wenn man die früher diskutierte statische Frequenzverteilung $\mathcal{G}$ als richtig unterstellt.

Unter den oben diskutierten Voraussetzungen sollte sich die Funktion $S(T)$ um $T = 0,6 T_m$ durch eine von Bosch und Spehl⁽⁷⁵⁾ für statistisch fluktuierende EFG mit beliebiger Korrelationszeit abgeleiteten Beziehung beschreiben lassen:

$$S(T) = (g-f) + f \cdot \frac{\sum_n \frac{S_{kn} (1 + T/T_c)}{(1 + T/T_c)^2 + (n\omega_s T)^2}}{1 - \frac{T}{T_c} \sum_n \frac{S_{kn} (1 + T/T_c)}{(1 + T/T_c)^2 + (n\omega_s T)^2}} \quad (14)$$

Der Parameter g berücksichtigt den für alle Zustände gleichen Sprung bei 530K. Die Größe f soll der Tatsache Rechnung tragen, daß offensichtlich nur ein vom verwendeten Isomer abhängiger Bruchteil der Kerne dem beschriebenen Defektmechanismus ausgesetzt ist. Die Abb. 18 zeigt den an die Meßpunkte angepaßten Verlauf der Funktion (14). In Tabelle 5 sind die Endwerte der Fitparameter zusammengefaßt. Das Konvergenzverhalten der Fits ist allerdings nicht so gut, daß gleichzeitig alle Parameter variiert werden können. Deshalb mußten folgende zusätzliche Annahmen gemacht werden:

- 1) Die reinen Gittersummen über alle nächsten Nachbarschaften gemittelt ergeben betragsmäßig etwa das dreifache der ungestörten Gittersumme. Es wurde deshalb $\omega_s = 3\omega_0$ gesetzt.
- 2) Die Wanderungsenergie E_2 , die für Sprünge ohne Aufbruch des Komplexes relevant ist, sollte zumindest nicht größer als die kleinste Wanderungsenergie für Selbstdiffusion sein. Diese ergibt sich aus Literaturdaten als Wanderungsenergie E' für Sprünge entlang der c-Achse ^(76, 77) zu 0,5 eV. E wurde deshalb konstant gleich 0,5 eV gesetzt.
- 3) Für $\nu_1^{(0)}$ und $\nu_2^{(0)}$ wurden die in ⁽⁵⁴⁾ diskutierten Werte übernommen:

$$\nu_1^{(0)} = 6 \cdot 10^{14} \text{ Hz} \quad \nu_2^{(0)} = 3 \cdot 10^{14} \text{ Hz}$$

- 4) Als Gewichtungsfaktoren S_{kn} wurden diejenigen eingesetzt, die man für den jeweiligen Spin des Sondenniveaus nach der Theorie für statistisch verteilte, statische und axialsymmetrische EFG erhält.

Die aus den Fits erhaltenen effektiven Bindungsenergien stimmen für alle drei Ge-Isotope innerhalb der Fehler überein:

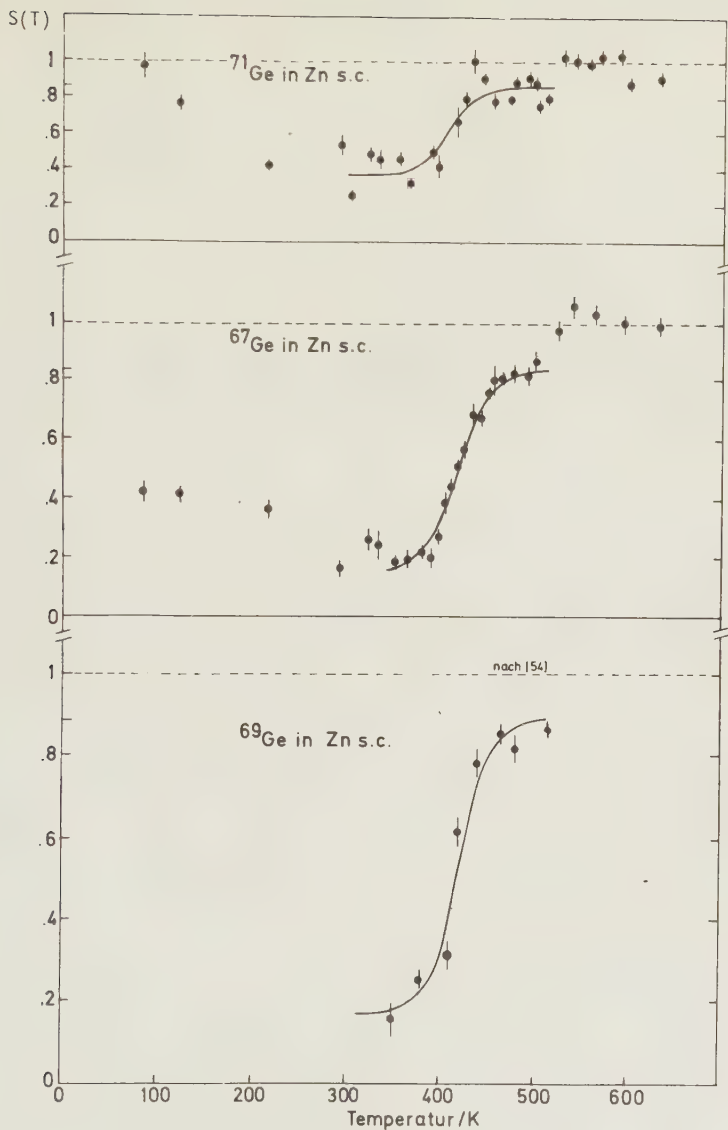


Abb. 19 Anpassung der Funktion (14) an die Meßwerte im Temperaturbereich um $0.6 T_m$

Störfrequenz s	$^{71}\text{Ge}(5/2^-)$	$^{67}\text{Ge}(9/2^+)$	$^{69}\text{Ge}(9/2^+)$
	63 Mrad/s	80 Mrad/s	70 Mrad/s
$\nu_o^{(1)}$	$6 \cdot 10^{14}$ Hz	$6 \cdot 10^{14}$ Hz	$6 \cdot 10^{14}$ Hz
$\nu_o^{(2)}$	$3 \cdot 10^{14}$ Hz	$3 \cdot 10^{14}$ Hz	$3 \cdot 10^{14}$ Hz
E_1	0.5 eV	0.5 eV	0.5 eV
E_2	0.57(3) eV	0.56(5) eV	0.57(6) eV
$S(T)$ oberhalb des Sprungs $\approx g$	0.85(10)	0.86(10)	0.92(7)
$S(T)$ unterhalb des Sprungs $\approx g-f$	0.34(6)	0.13(3)	0.14(5)
f	0.51(12)	0.73(6)	0.78(9)

Tab. 5 Endwerte der Fitparameter nach einer Anpassung von Gl. (14) an den Verlauf von $S(T)$ für ^{71}Ge und ^{69}Ge im Bereich um $0.6 T_m$

$E_b (^{71}\text{Ge})$	=	.07(3) eV
$E_b (^{67}\text{Ge})$	=	.06(5) eV
$E_b (^{69}\text{Ge})$	=	.07(6) eV

Der Wert von ca. .05 eV ist kompatibel mit Abschätzungen anderer Autoren ⁽⁷⁸⁾.

Der zweite Sprung von $S(T)$ bei ca. 520 K wurde für den Fall des ^{67}Ge in Zn versuchsweise einer analogen Auswertung unterworfen. Qualitativ läßt sich die Tendenz der Meßdaten durch ⁽¹²⁾ beschreiben, eine Diskussion soll hier aber unterbleiben, da die Fitergebnisse stark von den oben erwähnten Annahmen beeinflußt werden.

Die Meßdaten sind mit dem Modell nur dann verträglich, wenn der Bruchteil f der Rückstoßatome, die einen Leerstellen-Komplex bilden, für jeden der drei Sondenkernarten verschieden ist. Dies ist aus dem Blickwinkel der Strahlenschädigung nicht einzusehen: Es ist unwahrscheinlich, daß der Bereich des spontanen Leerstelleneinfangs isotonenabhängig ist; dieses Instabilitätsvolumen sollte nur von der Ladung und der Atomgröße abhängen, aber nicht von reinen Kerneigenschaften. Ebenso wenig sollten sich die leicht unterschiedlichen Rückstoßenergien nach den verschiedenen Kernreaktionen in diesem Maße auswirken, weil sie sich im Laufe der elektronischen Abbremsung vollkommen egalalisieren. Man muß deshalb annehmen, daß das vorgestellte Modell die Vorgänge am Sondenatom nur unvollkommen beschreibt. Insbesondere erscheint es zweifelhaft, ob im Zinkgitter bei 400 K die Korrelationszeiten noch einen dynamischen Ansatz für die Wechselwirkung zulassen: $\tau_c \approx 20$ ns. Außerdem wird zu berücksichtigen sein, daß die Gewichtsfaktoren s_{kn} für die Wechselwirkung im Fremdatom-Leerstellen-Komplex die keineswegs statistische Verteilung der wirksamen EFG-Hauptachsensysteme beschreiben müssen. Abb. 20 demonstriert die Auswirkungen auf $S(T \approx 400 \text{ K})$ für die Spins 5/2 und 9/2 beim Extremfall einer rein statischen WW durch eine Leerstelle als nächster Nachbar in der benachbarten Basalebene. Der Einfluß langsamer Fluktuationen des EFG, wie sie im Zn-Gitter bei ca. 400 K wahrscheinlich vorliegen, ist analytisch nicht anzugeben. Zur Zeit wird versucht, mit Hilfe von Computersimulationen ein reales Verhalten von $S(T)$ zu reproduzieren.

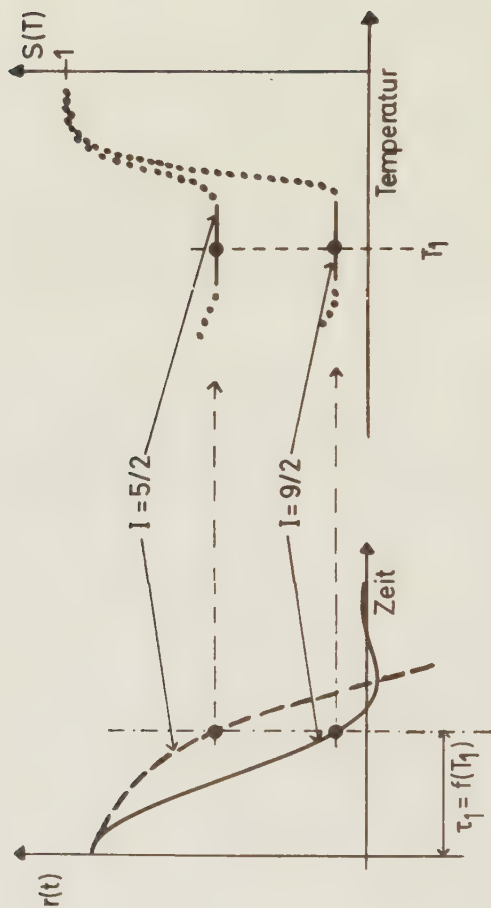


Abb. 20

Schematische Darstellung der unterschiedlichen Anisotropieabschwächung bei rein statischer WW für $I=5/2$ und $I=9/2$ auf Grund der spinabhängigen Modulationsstruktur. Die Periodenlängen wurden bei gleichem EFG dem Verhältnis der qp-Momente von ^{71}Ge und ^{67}Ge angepaßt. Nach einer definierten WW-Dauer τ_1 , die von der Temperatur T_1 abhängt, ist die Restanisotropie für den $5/2$ -Zustand noch wesentlich größer als für den $9/2$ -Zustand.

5.3.2.2 $T < 300 \text{ K}$

Unterhalb von 300 K steigt $S(T)$ für alle drei Sondenkerne mit abnehmender Temperatur wieder an. Macht man für den Verlauf von $S(T)$ wieder Fremdatom-Leerstellen-Komplexe verantwortlich, so lassen sich mehrere Deutungen zu, zwischen denen experimentell hier nicht unterschieden werden kann:

- 1) Mit abnehmender Temperatur ermöglichen die geringeren Amplituden der Wärmeschwingungen der Gitteratome im verstärkten Maße channeling und fokussierende Stoßfolgen nach Ersetzungsstößen. Dadurch kann die unmittelbare Umgebung des zur Ruhe gekommenen Sondenatoms weniger Defekte enthalten und die Wahrscheinlichkeit für einen Leerstelleneinfang am Sondenatom wird geringer.
- 2) Die mit abnehmender Temperatur geringer werdende Diffusionsrate verhindert die Bildung des Fremdatom-Leerstellen-Komplexes, falls es sich nicht um spontanen Einfang der Leerstelle handelt.

Vermutlich werden beide Effekte nebeneinander auftreten. Zur Zeit ungeklärt ist allerdings, warum bei sehr tiefen Temperaturen die Funktionen $S(T)$ immer noch von dem jeweiligen Kernzustand abhängen. Da die Wanderungsenergie für Leerstellen hier eine Diffusionszeit von mindestens 10^4 s ergibt, sollte die Störwechselwirkung durch den Fremdatom-Leerstellen-Komplex über den gesamten Beobachtungszeitraum statisch sein. Da die Modulationsspektren aber nur eine statische Frequenzverteilung um die Frequenz ω_0 zeigen, muß die WW-Frequenz der Störung in nächster Nachbarschaft entweder zeitlich nicht auflösbar oder sehr klein sein. In beiden Fällen kann die Frequenz bei dem verwendeten Auswertverfahren nicht die Form des Zeitspektrums beeinflussen und somit auch nicht spinabhängig verändern, wie es oben diskutiert wurde. Dann würde aus der verschiedenen Größe von $S(T)$ für die verschiedenen Kernzustände aber folgen, daß die unmittelbare Umgebung des Rückstoßatoms isotonenabhängig ist. Dies ist jedoch unwahrscheinlich und es ist anzunehmen, daß Messungen mit besserer Statistik die Störfrequenz ω_s in den Modulationspattern sichtbar machen.

5.3.3 Zeitnullpunktverschiebung

Im Bereich von $T = 400$ K wurde vor allem bei den Modulationspektren von ^{67}Ge und ^{71}Ge eine zeitliche Verschiebung zwischen dem experimentellen Zeitnullpunkt (Strahlpuls) und dem aus den Modulationen extrapolierten Zeitnullpunkt festgestellt. Der temperaturmäßige Zusammenhang mit dem starken Abfall der Störfunktion $S(T)$ legt die Vermutung nahe, daß für die Zeitnullpunktverschiebung auch eine defektbedingte Abweichung des EFG vom Wert im ungestörten Gitter vorliegt. Im Gegensatz zu den dort erforderlichen hohen WW-Frequenzen ist zur Deutung der Zeitnullpunktverschiebung eine mit der des ungestörten Gitters vergleichbare WW-Frequenz nötig. Es wurde folgendes einfache Modell angesetzt:

Ein Bruchteil k der Sondenkerne, die zum Modulationspattern beitragen, ist zunächst einem elektrischen Feldgradienten eq_s ausgesetzt, der von dem des ungestörten Gitters, eq_0 , abweicht. Während des Beobachtungszeitraums wird jedoch nur eine WW-Frequenz ω_0 gemessen, die aufgrund ihres $T^{3/2}$ -Verhaltens dem ungestörten Gitter zuzuordnen ist.

Demnach muß nach einer Zeit t_M , die kleiner als ca. 20 ns sein soll (Beginn des Beobachtungsintervalls) der Feldgradient eq_s in eq_0 übergehen. Es wird angenommen, daß eq_s durch eine Defektkonfiguration am Sondenatom hervorgerufen wird, die sich mit einer Zeitkonstanten τ_M auflöst. Zu einem Zeitpunkt t ergibt sich dann folgende Situation:

- 1) Ein Anteil $\exp(-t/\tau_M)$ wechselwirkt noch mit dem EFG eq_s . Unter Annahme, daß eq_s statisch und axialsymmetrisch mit gleicher Orientierung wie der ungestörte Gitterfeldgradient wirkt, ergibt sich für die δ -Winkelverteilung ein Störfaktor:

$$G^{(n)}(t) \sim \sum_n \sigma_n \cos(n\omega_s t)$$

$$\phi_1 = k e^{-t/\tau_M}$$

- 2) Ein weiterer Anteil der Sondenkerne unterliegt bereits dem ungestörten EFG eq_0 , hat aber bis zur Zeit t_M unter dem Einfluß von eq_s gestanden. Der Störfaktor für diesen Anteil lautet:

$$G^{(2)}(t, t_M) \sim \sum_n \sigma_n (\cos(n\omega_0(t - t_M)) + n\omega_s t_M)$$

mit der differentiellen Wahrscheinlichkeit

$$d\phi_2 = \frac{1}{\tau_M} k e^{-t_M/\tau_M} dt_M$$

- 3) Ein dritter Teil der Kerne, die zur Modulation beitragen, ist von Anfang an dem ungestörten EFG eq_0 ausgesetzt gewesen. Für diesen Teil gilt der Störfaktor

$$G^{(3)}(t) \sim \sum_n \sigma_n \cos(n\omega_0 t)$$

mit dem Gewicht $(1 - k)$.

Somit ergibt sich ein effektiver Gesamtstörfaktor.

$$\begin{aligned} G(t) &\sim (1-k) \sum_n \sigma_n \cos(n\omega_0 t) + \\ &k \cdot \sum_n \frac{\sigma_n}{\alpha_n} \left[\cos(n\omega_0 t - \varphi_n) - n(\omega_0 - \omega_s) \tau_M \cdot \right. \\ &\quad \left. \cdot e^{-t/\tau_M} \sin(n\omega_s t - \varphi_n) \right] \end{aligned} \quad (15)$$

$$\alpha_n = 1 + (n(\omega_0 - \omega_s) \tau_M)^2; \quad \varphi_n = \arctan(n(\omega_s - \omega_0) \tau_M)$$

Dabei ist keine Frequenzverteilung berücksichtigt. Eine Anpassung dieser auf die Winkelverteilung umgerechneten Funktion an ein Spektrum von ^{67}Ge bei 413 K zeigt Abb. 21. Die Fitergebnisse sind in Tabelle 6 wiedergegeben. Die WW-Frequenz ω_0 liefert eine QP-Kopplungskonstante V_Q , die von der $T^{3/2}$ -Relation her erwartet wird. Vernachlässigt man den Sinus-Term so geht (15) im wesentlichen in den normalen Einkristall-Störfaktor mit Zeitnullpunktverschiebung über:

Mit dem Fitergebnis $(\omega_0 - \omega_s) = .18\omega_0$ folgt

$$\cos(n\omega_0 t - \phi_n) \approx \cos(n\omega_0 t - n(\omega_0 - \omega_s) \tau_M) = \cos(n\omega_0(t - .18\tau_M)).$$

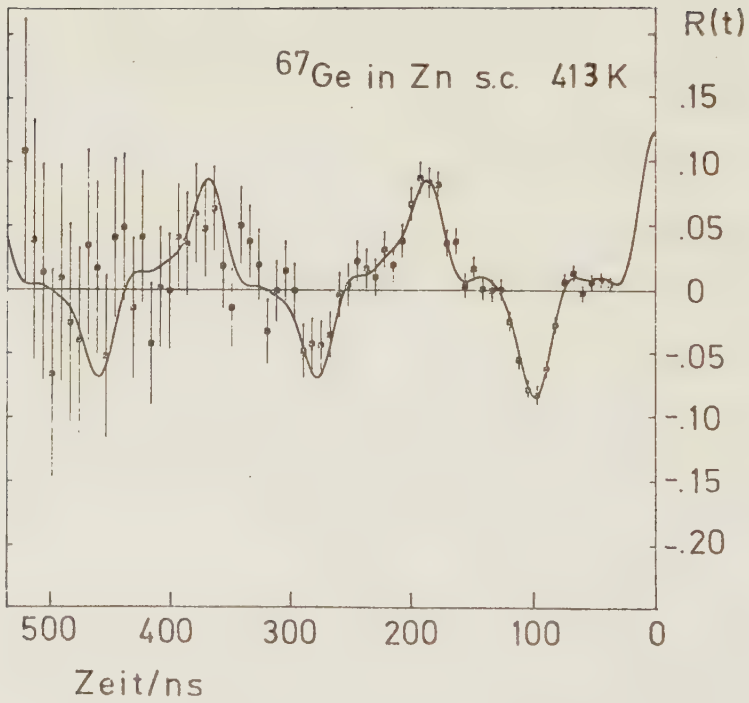


Abb. 21 Anpassung der Funktion (15) an ein Spektrum von ^{67}Ge im Zn-Einkristall bei 413 K

$\omega_0^{(o)} = \omega_0 \cdot \frac{4I(2I-1)}{12}$	100.2 (8)	MHz
$\omega_Q^{(s)} = \omega_s \cdot \frac{4I(2I-1)}{12}$	82 (2)	MHz
τ_M	120 (30)	ns
k	.8 (2)	

Tab. 6 Parameterendwerte der Anpassung nach Gl. (15) an das Modulationspattern $r(t)$ für die β -Winkelverteilung von ^{67}Ge in Zn-Einkristall bei 413 K.

Im Rahmen dieser Näherung stimmt die aus ϕ_n bestimmte Zeitnullpunktverschiebung bis auf einen Faktor 2 mit dem Wert überein, der aus den Fits nach der Funktion (9) erhalten wird.

Eine weitere Folgerung aus dem vorgestellten Modell ist die Dämpfung des Modulationspatterns durch die Überlagerung mit dem zeitabhängigen Sinus-Term in (15). Es muß daher im Temperaturbereich der Zeitnullpunktverschiebung eine verstärkte Dämpfung der Modulation während der Beobachtung erwartet werden. Damit läßt sich die deutliche Überhöhung der Frequenzverteilung im Bereich um 400 K zumindest qualitativ verstehen.

6. Schlußbemerkung

Mit dem vorgestellten Modellansatz für die Wechselwirkung im Temperaturbereich um $0,6 T_M$ eröffnet sich eine Interpretationsmöglichkeit für die Zeitnullpunktverschiebung und die Dämpfung der γ -Winkelverteilungsspektren. Da diese bei der gleichen Temperatur stattfinden wie der Sprung im $S(T)$ -Verlauf, scheint es plausibel, den Feldgradienten eq_S ebenfalls mit dem Aufbruch dieses Leerstellen-Fremdatom-Komplexes in Verbindung zu bringen. Gittersummenrechnungen für den EFG durch nächst benachbarte Leerstellen in der gleichen Basalebene bzw. in den Ebenen darüber oder darunter ergeben gegenüber dem ungestörten EFG stark gekippte Hauptachsensysteme und große Asymmetrieparameter bzw. vergleichbare Werte. Die Experimente im Zn-Einkristall führen qualitativ auf das gleiche Ergebnis: Ein Teil der Kerne erfährt eine starke Störung, die das Verschwinden ihrer γ -Winkelverteilungsanisotropie bewirkt. Ein anderer Teil unterliegt einem Stör-EFG, der die Gittersymmetrie besitzt. Eine betragsmäßige Berechnung des EFG durch Leerstellen in nächster Nachbarschaft zu einem Fremdatom in einer Metallmatrix unter Einschluß des Leitungselektronenanteils ist gegenwärtig nicht möglich. Fortschritte in der theoretischen Behandlung elektrischer Feldgradienten in Metallen könnten zeigen, ob die Experimente auch quantitativ verstanden werden können.

Auf der experimentellen Seite ist es sicher sinnvoll, zunächst durch quenching und Elektronenbestrahlung definierte Gitterdefekte zu erzeugen und ihren Einfluß auf den EFG zu untersuchen. Solche Messungen könnten helfen, das komplexe Verhalten des EFG auf Grund der Strahlenschädigung nach Kernreaktionen zu verstehen.

Anhang

Für die Berechnung der Einkristall-Winkelverteilung der γ -Strahlung aus einem Kernspinzustand I wurde auf einen Artikel von Alder und Mitarbeitern⁽⁸⁰⁾ zurückgegriffen. In dieser Arbeit wird die γ - γ -Winkelverteilung bei kombinierter Einkristall-QP- und Magnetfeld-WW diskutiert. Die Größen $A_{k_1}(I_i, I)$ bei der γ - γ -Winkelverteilung, die das Alignment des Kernspinzustandes K nach Bevölkerung durch γ -Emission aus dem Spinzustand I_i beschreiben, werden bei der γ -Winkelverteilung durch die Spinausrichtungsparameter B_{k_1} ersetzt. Diese Parameter sind ein Maß für das bei der Kernreaktion übertragene Alignment.

Setzt man die Magnetfeldwechselwirkung gleich Null, so erhält man nach⁽⁸⁰⁾ für die Geometrie der vorliegenden Experimente folgende Winkelverteilung:

$$W(0^0, t) = 1 + B_2 A_2(\gamma) \left(1/4 + 3/4 G_2^{22} \right) + \left(B_2 A_4(\gamma) + B_4 A_2(\gamma) \right) \left(-\sqrt{15}/8 G_2^{24} \right) + B_4 A_4(\gamma) \left(9/64 + 5/16 G_2^{44} + 35/64 G_4^{44} \right)$$

$$W(90^0, t) = 1 + B_2 A_2(\gamma) \left(1/4 - 3/4 G_2^{22} \right) + \left(B_2 A_4(\gamma) + B_4 A_2(\gamma) \right) \cdot \left(\sqrt{15}/8 G_2^{24} \right) + B_4 A_4(\gamma) \left(9/64 - 5/16 G_2^{44} + 35/64 G_4^{44} \right)$$

$$\text{mit } G_{\mu}^{k_1 k_2} = \sum_n S_{n\mu}^{k_1 k_2} \cos(n \omega_0 t)$$

$$\text{und } S_{n\mu}^{k_1 k_2} = \left[(2k_1 + 1)(2k_2 + 1) \right]^{1/2} \sum_{m, m'} \left(\begin{matrix} I & I & k_1 \\ m^- & m^- & \mu \end{matrix} \right) \left(\begin{matrix} I & I & k_2 \\ m^- & m^- & \mu \end{matrix} \right)$$

wobei der Strich am Summenzeichen bedeuten soll, daß die Randbedingung $|m^- - m^2| = 2n$ bei halbzahligem Spin I erfüllt sein muß; bzw. $|m^- - m^2| = n$ bei ganzzahligem Spin I. Die Größe ω_0 hat die in Gleichung (4) definierte Bedeutung. Die explizite Berechnung der Größen $S_{n\mu}^{k_1 k_2}$ führt zu folgenden

Ergebnissen:

$$I = 5/2$$

$$G_2^{22} = 9/14 \cos(\omega_0 t) + 5/14 \cos(3\omega_0 t)$$

$$G_2^{24} = -45/14 \cos(\omega_0 t) + 45/14 \cos(3\omega_0 t)$$

$$G_2^{44} = 5/14 \cos(\omega_0 t) + 9/14 \cos(3\omega_0 t)$$

$$G_4^{44} = \cos(2\omega_0 t)$$

$$I = 9/2$$

$$G_2^{22} = .3787 \cos(\omega_0 t) + .3183 \cos(3\omega_0 t) + .2120 \cos(5\omega_0 t) + .0908 \cos(7\omega_0 t)$$

$$G_2^{24} = -.3151 \cos(\omega_0 t) - .0883 \cos(3\omega_0 t) + .1764 \cos(5\omega_0 t) + .2268 \cos(7\omega_0 t)$$

$$G_2^{44} = .2622 \cos(\omega_0 t) + .0245 \cos(3\omega_0 t) + .1468 \cos(5\omega_0 t) + .5665 \cos(7\omega_0 t)$$

$$G_4^{44} = .5245 \cos(2\omega_0 t) + .3498 \cos(6\omega_0 t) + .1258 \cos(10\omega_0 t)$$

Bei der Auswertung experimenteller Zeitspektren wird üblicherweise das Verhältnis der θ -Winkelverteilungen extrahiert:

$$r^{th}(t) = \frac{W(0^\circ, t) - W(90^\circ, t)}{W(0^\circ, t) + W(90^\circ, t)}$$

Man erhält dafür

$$r^{\text{th}}(t) = \frac{3/2 B_2 A_2 G_2^{22} - 15/4 (B_2 A_4 + B_4 A_2) G_2^{24} + 5/8 B_4 A_4 G_2^{44}}{2 + 1/2 B_2 A_2 + B_4 A_4 (9/32 + 35/32 G_4^{44})} \quad (\text{A } 1)$$

Zur expliziten Berechnung von $r^{\text{th}}(t)$ müssen zunächst die Parameter B_{k_1} und $A_{k_2}(\gamma)$ bestimmt werden.

Die maximal erreichbaren Werte für die Alignmentparameter B_{k_1} sind für die unterschiedlichen Spins berechnet ⁽⁸¹⁾. Man erhält

$$\begin{array}{lll} I = 5/2 : & B_2^{\text{max}} = -1.069 & B_4^{\text{max}} = 0.926 \\ I = 9/2 & B_2^{\text{max}} = -1.101 & B_4^{\text{max}} = 1.064 \end{array}$$

Bei Kernreaktionen wird im allgemeinen nicht das maximal mögliche Alignment erzeugt. Es gilt

$$B_{k_1}(x) = B_{k_1}^{\text{max}} \alpha_{k_1} \quad \alpha_{k_1} < 1$$

Die Größen α_{k_1} hängen nur von der Art der Kernreaktion und von der Teilchenenergie ab, sind aber nicht genau abzuschätzen; der Zusatz (x) soll dies ausdrücken. Nach ⁽⁸¹⁾ gilt jedoch in guter Näherung $\alpha_4 \approx \alpha_2 / 10$ für die im Experiment vorliegenden Verhältnisse.

Die Parameter $A_{k_2}(\gamma, I \rightarrow I_f)$ beschreiben den Beitrag des Multipolübergangs $I \rightarrow I_f$ zur Anisotropie der γ -Winkelverteilung. Unter der Annahme reiner M2-Übergänge für $^{67,69}\text{Ge}(9/2^+ \rightarrow 5/2^-)$ und reiner E2-Übergänge für $^{71}\text{Ge}(5/2^- \rightarrow 1/2^-)$ ⁽¹⁶⁾ erhält man nach ⁽⁵⁾:

$$\begin{array}{lll} I = 5/2^-, I = 1/2^- & A_2(\gamma) = -.5345 & A_4(\gamma) = -.6172 \\ I = 9/2^+, I = 5/2^- & A_2(\gamma) = -.4325 & A_4(\gamma) = -.2684 \end{array}$$

Für die weitere Berechnung von $r^{th}(t)$ werden im Folgenden die Spins 5/2 und 9/2 getrennt betrachtet.

$$I = 5/2$$

Aus (A 1) folgt nach dem Ausklammern der cos-Terme:

$$r^{th}(t) = \frac{1}{2 + 1/2 B_2(x) A_2(y) + 9/32 B_4(x) A_4(y) + 35/32 B_4(x) A_4(y) \cos(2\omega_0 t)} \cdot$$

$$\left\{ \left[27/28 B_2(x) A_2(y) + 15\sqrt{3}/56 (B_2(x) A_4(y) + B_4(x) A_2(y)) + \right. \right.$$

$$25/112 B_4(x) A_4(y) \left. \right] \cos(\omega_0 t) + \left[15/28 B_2(x) A_4(y) - \right.$$

$$15\sqrt{3}/56 (B_2(x) A_4(y) + B_4(x) A_2(y)) + 45/112 B_4(x) A_4(y) \left. \right] \cos(3\omega_0 t) \left. \right\}$$

$$= \frac{(-.4009 B_2(x) - .1929 B_4(x)) \cos(\omega_0 t)}{1 - .1336 B_2(x) - .0868 B_4(x) - .3375 B_4(x) \cos(3\omega_0 t)}$$

Das Gewicht des Terms $\cos(3\omega_0 t)$ wird exakt null. Mit $B_4(x) \approx B_2(x)/10 \ll B_2(x)$ folgt schließlich:

$$r^{th}(t) = \frac{-.40 B_2(x)}{1 - .13 B_2(x)} \cos(\omega_0 t)$$

$$\underline{I = 9/2}$$

Die Berechnung für den Spin $9/2$ läßt sich analog durchführen. Man stellt fest, daß in diesem Fall der cos-Term mit der siebten Oberwelle exakt wegfällt. Unter Vernachlässigung aller Glieder mit $B_4(x)$ erhält man:

$$r^{th}(t) = \frac{-.32B_2(x)}{1 - .11 B_2(x)} (.51 \cos(\omega_0 t) + .35 \cos(3\omega_0 t) + .14 \cos(5\omega_0 t))$$

Literaturverzeichnis

- (1) H. S. Rosenbaum, Treatise on Materials Science and Technology, Vol. / Microstructures of Irradiated Materials, Academic Press New York (1975)
- (2) D. Schumacher, Vacancies and Interstitials in Metals, North-Holland Publishing Company, Amsterdam (1970)
- (3) A. Abragam and R. V. Pound, Phys. Rev. 92 (1953) 943
- (4) H. Frauenfelder and R. M. Steffen in α -, β - and γ -ray spectroscopy ed. K. Siegbahn vol. 2 (1968) 997 North Holland Publishing Company
- (5) M. Ferentz and N. Rosenzweig, Table of F coefficients ANL Report 5324
- (6) E. Matthias, W. Schneider, and R. M. Steffen Phys. Rev. 125 (1962) 261
- (7) L. C. Biedenharn and M. E. Rose, Rev. Mod. Phys. 25 (1953) 729
- (8) K. H. Hellwege, Einführung in die Festkörperphysik, Springer-Verlag (1968)
- (9) M. Behar and R. M. Steffen, Phys. Rev. Lett. 29 (1972) 116, Phys. Rev. Lett. C7 (1973) 788
- (10) R. Sielemann, Dissertation FU Berlin (1974)
- (11) J. Christiansen, H.-E. Mahnke, E. Recknagel, D. Riegel, W. Weyer, and W. Witthuhn, Phys. Rev. Lett 21 (1968) 554
- (12) J. Christiansen et al. Phys. Rev. C1 (1970) 613

- (13) C. Schultheiß, Diplomarbeit Universität Erlangen-Nürnberg (1976)
- (14) W. Sandner, Diplomarbeit Universität Erlangen - Nürnberg (1974)
H. Haas, Contribution to The IV International Conference on Hyperfine Interaction, Madison USA (1977), to be pub.
- (15) H.G. Johann und R. Keitel, Jahresbericht des Physik. Institutes der Universität Erlangen Nürnberg (1973) 361
- (16) P. Heubes, G. Hempel, H. Ingwersen, R. Keitel, W. Klinger, W. Loeffler, and W. Witthuhn, Proceedings of the International Conference on Hyperfine Interactions, Uppsala Sweden (1974) 208
- (17) J. Christiansen, P. Heubes, R. Keitel, W. Klinger, W. Loeffler, W. Sandner, and W. Witthuhn, Zeit. f. Physik B24 (1976) 177
- (18) W. Witthuhn, Habilitationsschrift, Universität Erlangen-Nürnberg (1976)
- (19) P. Heubes, Dissertation Universität Erlangen-Nürnberg (1975)
- (20) D. Riegel, IV. International Conference on Hyperfine Interaction, Madison USA (1977) to be published
- (21) M. W. Thompson, Defects and Radiation Damage in Metals, Cambridge University Press, GB (1969)
- (22) D. S. Billington and J. H. Crawford, Radiation Damage in Solids, Princeton University Press, USA (1961)
- (23) D. Dautreppe in Hyperfine Interactions in Excited Nuclei, Vol. 1 (1971) 3, ed. G. Goldring and R. Kalish

- (24) L. Grodzins in Hyperfine Structure and Nuclear Radiations; ed. by E. Matthias and D. A. Shirley, North Holland Publ. Company Amsterdam (1968) 607
- (25) G. H. Kinchin and R. S. Pease, Rep. Prog. Phys 18 I (1955) 1
- (26) F. Maury, P. Vajda, A. Lucasson, and P. Lucasson Phys. Rev. B8 (1973) 5496, 5506
- (27) F. Wolf, Das lustige Atom, Vulkan-Verlag, Essen
- (28) T. E. Mitchel, G. Das, and E.A. Kenik in Fundamental Aspects of Radiation Damage in Metals (Gatlinburg-Conference); ed. by M. T. Robinson and F. W. Young Vol. 1 (1975) 73
P. Lucasson, ebenda S. 42
- (29) F. Seitz, Discuss. Faraday Soc. 5 (1949) 571
- (30) E. A. Kenik and T. E. Mitchel, Phil. Mag. im Druck (Zitatstelle aus (28))
- (31) J. R. Beeler, Phys. Rev. 150 (1966) 470
- (32) C. Erginsoy, G. H. Vineyard, and A. Englert, Phys. Rev. 133 (1964) A595
C. Erginsoy, G. H. Vineyard, and A. Englert, Phys. Rev. 139 (1965) A118
- (33) J. R. Beeler and M. F. Beeler in Fundamental Aspects of Radiation Damage in Metals (Gatlin-urg-Conference) ed. by M. T. Robinson and F. W. Young, Vol. 1 (1975) 28

- (34) R. H. Silsbee, J. App. Phys. 28 (1957) 1246
siehe auch (21) s. 197
- (35) J. R. Beeler and M. F. Beeler in Fundamental Aspects of
Radiation Damage in Metals (Gatlinburg- Conference),
ed. M. T. Robinson and F. W. Young, Vol. 1 (1975) 21
- (36) M. W. Thompson, Defects and Radiation Damage in Metals,
Cambridge University Press, GB (1969) 243
- (37) R. S. Nelson, Phil. Mag. 11 (1965) 291
- (38) D. G. Doran, Rad. Eff. 2 (1970) 249
- (39) M. Wilkens in Fundamental Aspects of Radiation Damage in
Metals (Gatlinburg-Conference) ed. M T. Robinson and
F. W. Young, Vol. 1 (1975) 98
- (40) G. Van Tendeloo, J. Van Landuyt, and S. Amelinckx,
Cryst. Latt. Def. 5 (1974) 207
- (41) Handbook of Chemistry and Physics, ed. R. C. Weast
CRC-Press USA, (1974) B198
- (42) M. T. Robinson, Phil. Mag. 12 (1965) 741
J. B. Sanders, Dissertation University of Leiden (1967)
- (43) R. E. Watson, A. C. Gossard, and Y. Yafet,
Phys. Rev. 140 (1965) a, 375
- (44) K. C. Das and D. K. Ray, Phys. Rev. 187 (1969) 777
- (45) T. P. Das and M. Pomerantz, Phys. Rev. 123 (1961) 2070
- (46) P. Jena, S. D. Mahanti and T. P. Das,
Phys. Rev. B7 (1973) 975

- (47) N. C. Mohapatra, C. M. Singal, and T. P. Das,
Phys. Rev. Lett. 31 (1973) 530
- (48) T. P. Das, Physica Scripta 11 (1975) 121
- (49) J. Friedel, Phil Mag. 43 (1952) 153
J. Friedel, Suppl. Nuovo Cimento 2 (1958) 287
- (50) W. Kohn and S. H. Vosko, Phys. Rev. 119 (1960) 912
- (51) C. Kittel, Festkörperphysik, Verlag Oldenbourg,
München (1973) 295
- (52) R. S. Raghavan, E. N. Kaufmann, and P. Raghavan,
Phys. Rev. Lett. 34 (1975) 1280
- (53) R. O. Simmons and R. W. Balluffi,
Phys. Rev. 117 (1969) 52
- (54) W. Loeffler, Dissertation Universität Erlangen-Nürnberg (1975)
- (55) J. Bleck, R. Butt, H. Haas, W. Ribbe, and W. Zeitz,
Phys. Rev. Lett. 29 (1972) 1371
- (56) E. Hammer, Zulassungsarbeit, Universität Erlangen-Nürnberg (1976)
- (57) R. S. Raghavan, P. Raghavan, Phys. Lett. 36A (1971) 313
- (58) J. Christiansen, R. Keitel, W. Klinger, W. Sandner, and
W. Witthuhn, Contribution to The IV. International Conference on Hyperfine Interaction, Madison USA (1977)
- (59) J. Bleck, Dissertation FU Berlin (1970)
- (60) J. Christiansen, E. Recknagel, and G. Weyer,
Phys. Lett. 20 (1966) 46

- (61) R. L. Streever and L. H. Bennett, Phys. Rev. 131 (1963) 2000
- (62) J. Christiansen, P. Hindenach, U. Morfeld, E. Recknagel, and D. Riegel, Nucl. Phys. A99 (1967) 345
- (63) E. Ivanov, E. Recknagel, W. Semmler, E. Schlodder, Jahresbericht HMI Berlin (1975) 163
- (64) H. Haas, W. Leitz, H.E. Mahnke, W. Semmler, R. Sielemann and Th. Wichert, Phys. Rev. Lett. 30 (1973) 656
- (65) S. L. Segel, R. D. Heyding, E. F. W. Seymour, Phys. Rev. Lett. 28 (1972) 970
- (66) O. Echt, H. Haas, E. Ivanov, M. Menningen, R. Rinneberg Jahresbericht HMI Berlin (1975) 196
- (67) E. N. Kaufmann, P. Raghavan, R. S. Raghavan, E. J. Ansaldo R. A. Naumann, Phys. Rev. Lett. 34 (1975) 1558
- (68) P. Raghavan, R. S. Raghavan, E. N. Kaufmann, K. Krien, R. A. Naumann, J. Phys. F 4 (1974) L80
- (69) G. Schatz, M. H. Rafailovich, W. A. Little, and G. D. Sprouse, Phys. Rev. Lett. 35 (1975) 1086
- (70) P. Heubes, R. Keitel, W. Klinger, W. Loeffler, W. Sandner, W. Witthuhn, R. Langkau, and H. Krause, Contribution to The IV. International Conference on Hyperfine Interactions, Madison USA (1977) , to be published
- (71) R. E. Shroy, G. Schatz, and D. B. Fossan, Contributions to The IV. International Conference on Hyperfine Interaction, Madison (1977) to be published
- (72) G. Schatz, and P. Heubes, Contribution to The IV. International Conference on Hyperfine Interaction, Madison (1977) to be published

- (73) G. Hempel, H. Ingwersen, W. Klinger, W. Loeffler,
W. Sandner, and W. Witthuhn, Phys. Lett. 55A (1975) 51
- (74) W. A. Johnson, Trans. AIME 147 (1943) 331
- (75) F. Bosch und H. Spehl, Interner Report der Fakultät für
Physik der Universität Freiburg (1973)
- (76) D. Schumacher, Vacancies and Interstitials in Metals,
North Holland Publ. Comp. Amsterdam (1970) 889
- (77) J. P. Simon, P. Vostry, J. Hillairet, and P. Vajda,
Phys. Stat. Sol. (b) 64 (1974) 277
- (78) B. Sprusil and V. Valvoda, Acta Metal. 15 (1967) 1269
B. Sprusil and V. Valvoda, Scripta Metal. 2 (1968) 653
- (79) J. D. Jackson, Classical Electrodynamics,
John Wiley & Sons, Inc. New York (1975)
- (80) K. Alder, H. Albers-Schönberg, E. Heer, and T.B. Novey,
Helv. Phys. Acta 26 (1953) 761
- (81) T. Yamazaki, Nucl. Data A3 (1967) 1

Ich bedanke mich herzlich bei Herrn Prof. Dr. J. Christiansen für die Möglichkeit, diese Arbeit an seinem Institut durchzuführen, für viele weiterführende Diskussionen und für sein ständiges Interesse.

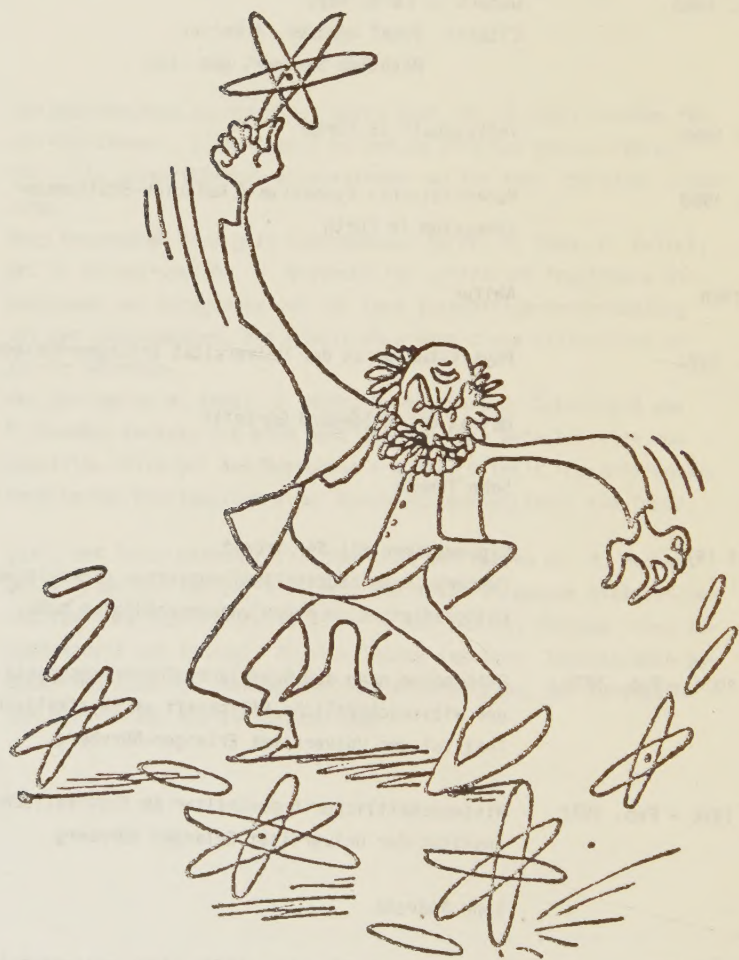
Mein besonderer Dank gilt außerdem den Herren R. Böhm, R. Keitel, Dr. W. Klinger und Dr. W. Witthuhn für zahlreiche fruchtbare Diskussionen und Anregungen und für ihre tatkräftige Unterstützung bei den Experimenten. Die Arbeit wäre ohne diese Hilfe nicht zustande gekommen.

Bei den Herren W. Engel, S. Hoth, H. Metzner, C. Schultheiß und R. Seeböck bedanke ich mich herzlich für ihre bereitwillige und geduldige Hilfe bei den Messungen - allen, oftmals frustrierenden, technischen Widrigkeiten eines Beschleunigerbetriebes zum Trotz.

Last, not least meinen herzlichen Dank den Herren Dr. P. Heubes, Dr. W. Loeffler und Dr. G. Schatz für viele anregende Diskussionen und für ihre experimentelle Hilfe in Rat und Tat während ihrer Zugehörigkeit zum Erlanger Physikalischen Institut. Insbesondere bedanke ich mich für ihre wesentliche Mitarbeit bei der Konzeption und beim Aufbau des Pulsungssystems.

Lebenslauf

27. 10. 1948	Geburt in Fürth/Bay. Eltern: Josef Sandner, Arbeiter Mathilde Sandner, geb. Heß
1954 - 1958	Volksschule in Fürth
1958 - 1968	Humanistisches Gymnasium / Heinrich-Schliemann-Gymnasium in Fürth
Juli 1968	Abitur
1968 - 1974	Physikstudium an der Universität Erlangen-Nürnberg
1972	Heirat mit Hildegard Gorzella
1973	Sohn Thomas
August 1974	Diplomexamen mit der Arbeit "Untersuchung störstelleninduzierter elektrischer Feldgradienten in strahlungsgeschädigtem AuGa_2 "
Okt. 1974 - Feb. 1976	Stipendium nach dem Graduiertenförderungsgesetz und wissenschaftliche Hilfskraft am Physikalischen Institut der Universität Erlangen-Nürnberg
März 1976 - Feb. 1977	Wissenschaftlicher Angestellter am Physikalischen Institut der Universität Erlangen Nürnberg
1977	Sohn Andreas
seit März 1977	Verwalter der Dienstgeschäfte eines wissenschaft- lichen Assistenten am Physikalischen Institut der Universität Erlangen Nürnberg



Offsetdruck-Fotodruck

J. Hogl, 8520 Erlangen, Hauptstr. 109 (Nähe Martin-Luther-Platz) Tel. 22990
